



**João Miguel Melo
Santos**

Amplificadores Ópticos Híbridos



**João Miguel Melo
Santos**

Amplificadores Ópticos Híbridos

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Doutor Rogério Nogueira, Investigador Auxiliar do Instituto de Telecomunicações da Universidade de Aveiro e co-orientadora Doutora Berta Neto, colaboradora da Nokia Siemens Networks.

Dedico este trabalho aos meus pais, João Manuel e Maria Armanda Santos.

o júri

presidente

Professor Doutor João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso
Professor Auxiliar, Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Doutora Natasa Pavlovic
Investigadora, Nokia Siemens Networks

Professor Doutor Rogério Nunes Nogueira
Professor Auxiliar Convidado, Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Doutora Berta Maria Barbosa Neto
Investigadora, Nokia Siemens Networks

agradecimentos

Gostaria de agradecer em primeiro lugar, ao Doutor Rogério Nogueira pela confiança depositada em mim, assim como pela possibilidade de trabalhar na área da óptica/telecomunicações, pela sua preciosa ajuda e orientação ao longo destes anos.

Em segundo lugar, mas não menos importante, à Doutora Berta Neto pela ajuda, disponibilidade e orientação ao longo deste trabalho, de pesquisa e desenvolvimento.

Um agradecimento muito especial aos meus pais pelo constante encorajamento, apoio e motivação, sem eles nada disto seria possível.

Aos meus amigos, colegas e todas as outras pessoas que permitiram o meu desenvolvimento, tanto pessoal como profissional.

Muito Obrigado a todos vocês!

palavras-chave

Comunicações Ópticas, Amplificadores Ópticos Híbridos, Amplificadores de fibra dopada com Érbio, Amplificadores Raman, Ganho, Figura de Ruído.

resumo

O presente trabalho tem como objectivo o estudo, teste e implementação de um amplificador óptico híbrido num sistema de comunicações ópticas usando como meio de bombeamento apenas uma fonte óptica.

Inicialmente foi feita uma breve análise dos principais factores responsáveis pela degradação do sinal em sistemas WDM, tais como, atenuação, dispersão e efeitos não-lineares.

Posteriormente, foram realizados alguns estudos em amplificadores de fibra dopada com Érbio e em amplificadores Raman. Esse estudo incidiu na análise dos princípios físicos que regem estes dispositivos e determinação das expressões que determinam o modo de funcionamento destes, como por exemplo, de bombeamento, de ganho e de figura de ruído. Foram realizados também, estudos e simulações, relativamente ao comportamento destes com a variação de alguns parâmetros, como por exemplo, do comprimento da fibra óptica, potência de sinal e de bombeamento.

Finalmente são apresentados e discutidos os esquemas criados de um amplificador óptico híbrido num sistema WDM. Para as simulações e a análise destes sistemas foram usados dois programas, o Optisystem 7[®] da Optiwave Software[®], assim como, o software VPIphotonics[®].

keywords

Optical Communications, Hybrid Optical Amplifiers, Erbium Doped Fiber Amplifiers, Raman Amplifiers, Gain, Noise Figure.

abstract

The present work aims to study, testing and implementation of a hybrid optical amplifier in a communications system using only one source of optical pumping.

Initially, it was made a brief analysis of the main factors responsible for degradation of signal in WDM systems, such as, attenuation, dispersion and non-linear effects.

Subsequently, it were performed some studies in erbium doped fiber amplifiers as well as Raman amplifiers. This study focused on analysis of the physical principles governing these devices and determination of the expressions that characterize the mode of operation of these, e.g., pumping, gain and noise figure. Were also carried out studies and simulations about the behavior of this devices when parameters like, length of optical fiber, signal and pumping power are changed.

Finally are presented and discussed the schemes made of the hybrid optical amplifier in one WDM system. For the simulations and analysis of this schemes were used two programs, Optisystem 7[®] of Optiwave Software[®] and VPIphotonics[®].

Lista de Acrónimos

ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emissão Espontânea Amplificada
CW	Continuous Wave	Onda Contínua
ESA	Excited State Absorption	Absorção Estado Excitado
FWM	Four Wave Mixing	Mistura quatro ondas
IR	Infrared	Infravermelho
MASER	Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation	Amplificação de Microondas por Emissão Estimulada de Radiação
OSA	Optical Spectrum Analyzer	Analisador Óptico de Espectros
OSNR	Optical Signal to Noise Ratio	Razão Sinal-Ruído Óptica
PMD	Polarization Mode Dispersion	Dispersão por Polarização
RA	Raman Amplifier	Amplificador Raman
SNR	Signal-to-Noise Ratio	Razão Sinal Ruído
SOA	Semiconductor Optical Amplifier	Amplificador Óptico Semicondutor
SPM	Self-Phase Modulation	Auto Modulação de Fase
UV	Ultraviolet	Ultravioleta
WDM	Wavelength-Division Multiplexing	Multiplexagem no Comprimento de Onda
XPM	Cross-Phase Modulation	Modulação de Fase Cruzada

Lista de Símbolos e Constantes

A	Área da secção eficaz
A^R	Decaimento radiactivo
A^{NR}	Decaimento não radiactivo
$\alpha; l_k$	Coeficiente atenuação
A_{eff}	Área efectiva
b	Constante de propagação normalizada
β_0	Largura de banda óptica
β	Constante de propagação longitudinal
β_2	Coeficiente de dispersão de velocidade de grupo
c	Velocidade da luz
D_T	Dispersão
D_g	Coeficiente ganho de sinal
D_m	Dispersão material
D_w	Dispersão do guia
Δ	Diferença relativa entre índices de refração
$\Delta\phi$	Variação de fase
Δw	Largura inicial do pulso
$\eta(\lambda_{s,p})$	Razão entre secção eficaz de emissão/absorção
η	Eficiência quântica
$f; w; \nu$	Frequência
Γ_k	Factor de confinamento
G	Ganho
G_0	Ganho não saturado
g_R	Coeficiente de ganho Raman
h	Constante de Planck
I	Intensidade Óptica
L	Comprimento da fibra óptica
$\lambda_{s,p}$	Comprimento de onda de sinal e de bombeamento
n_0	Índice de refração
N_{1-3}	Densidade populacional dos estados 1-3
n_{eff}	Índice de refração efectivo
n_{sp}	Factor de emissão espontânea

$\overline{n_x}$	Densidade populacional média do nível x
P	Potência óptica
P_k^{IS}	Potência intrínseca de saturação
P_s^{in}/P_{in}	Potência do sinal de entrada
P_s^{out}/P_{out}	Potência do sinal de saída
P_{ASE}	Potência da ASE
P_{sat}	Potência de saturação
P_0	Potência do fotão ASE
P_p	Potência de bombeamento do modo fundamental
$\phi_{s,p}^{out,in}$	Fluxo de fótons do sinal e de bombeamento de entrada e saída
$\bar{\psi}_p$	Perfil do modo normalizado
$\psi_{s,p}(r, \theta)$	Envelope de modos em coordenadas cilíndricas
r	Raio do núcleo da fibra óptica
R_{13}	Taxa de bombeamento entre os níveis 1 e 3
R_{31}	Taxa de emissão de bombeamento
\mathcal{R}	Responsividade
ρ	Densidade populacional total
S_{ASE}	Densidade de ASE
$\sigma_{21/12}$	Secção eficaz de emissão e absorção
τ	Tempo de vida
v_g	Atraso de grupo
W_{12}	Taxa de absorção estimulada
W_{21}	Taxa de emissão estimulada
ζ	Parâmetro de saturação da fibra

Índice

Lista de Acrónimos	I
Lista de Símbolos e Constantes	II
Lista de Figuras	V
1-Introdução	- 1 -
1.1 Enquadramento do Presente Trabalho	- 1 -
1.2 Objectivos e Estrutura do Trabalho	- 2 -
2-Principais factores de degradação do sinal a longas distâncias.....	- 5 -
2.1 Introdução	- 5 -
2.2 Atenuação.....	- 5 -
2.3 Dispersão	- 6 -
2.4 Efeitos não-lineares	- 8 -
3-Amplificadores de fibra dopada com Érbio.....	- 9 -
3.1 Introdução	- 9 -
3.2 Amplificação óptica numa fibra dopada com Érbio	- 10 -
3.3 Equações gerais de Propagação da bomba, Sinal e ASE.....	- 14 -
3.4 Modelização EDFA	- 17 -
3.5 Ganho, Saturação de Ganho e Figura de Ruído.....	- 19 -
3.6 Simulação para diferentes configurações de um EDFA.....	- 24 -
4-Amplificadores Raman	- 29 -
4.1 Introdução	- 29 -
4.2 Dispersão e Amplificação Raman	- 30 -
4.3 Equações Gerais de Bombeamento.....	- 34 -
4.4 Fontes de Ruído em amplificadores Raman	- 38 -
4.5 Possíveis Configurações de amplificadores Raman.....	- 41 -
5-Amplificadores Híbridos	- 43 -
5.1 Introdução	- 43 -
5.2 Esquema de um amplificador Óptico Híbrido	- 43 -
6-Conclusões	- 49 -
6.1 Conclusão.....	- 49 -
Bibliografia.....	- 50 -

Lista de Figuras

Figura 1 – Espectro da dependência da atenuação em função do comprimento de onda para uma fibra monomodo [8].	- 6 -
Figura 2 - Esquema representativo de dispersão intermodal [9].	- 7 -
Figura 3 - Representação de dispersão por polarização [9].	- 8 -
Figura 4 - Espectro de absorção de uma fibra dopada com Érbio. Os pontos A, B e C indicam respectivamente a banda de maior absorção. A=800 nm; B=980 nm; C=1480 nm;[14]	- 10 -
Figura 5 - Diagrama dos níveis de energia para um sistema de três níveis (A). As linhas rectas a tracejado correspondem a transições espontâneas radiactivas, e as linhas curvas, a transições não radiactivas. No lado direito, (B), é possível observar os níveis de energia assim com as transições promovidas pelos vários comprimentos de onda de bombeamento. [16].	- 11 -
Figura 6 - Espectro do coeficiente de ganho para diferentes valores de inversão relativa de população [20].	- 15 -
Figura 7 - Espectro do ganho à saída do EDFA para diferentes comprimentos do meio de amplificação [20].	- 19 -
Figura 8 - Espectro do ganho em função do aumento da potência do sinal para diferentes potências de bombeamento.	- 21 -
Figura 9 - Esquema representativo de um sinal antes e após ser amplificado por um EDF [4].	- 22 -
Figura 10 - Esquema usado para simular um amplificador de fibra dopada com Érbio.	- 25 -
Figura 11 - Espectro do ganho em função da potência de bombeamento para diferentes comprimentos de fibra dopada.	- 25 -
Figura 12 - Espectro da variação do ganho com o aumento do comprimento da fibra para diferentes potências de bombeamento.	- 26 -
Figura 13 - Espectro da variação da figura de ruído com o comprimento do amplificador para diferentes potências de bombeamento.	- 27 -
Figura 14 - Espectros do ganho e de figura de ruído no caso de bombeamento com bombas de 980 nm e 1480 nm co-propagantes ou contra-propagantes.	- 27 -
Figura 15 - Diagrama dos processos de dispersão de Raman, Stokes e anti-Stokes.	- 30 -
Figura 16 - Diagrama exemplificativo de amplificação Raman estimulada.	- 31 -
Figura 17 - Espectro do coeficiente de Raman em função do desvio de frequência.	- 32 -
Figura 18 - Espectro do coeficiente de ganho em função do desvio Raman para três tipos de fibra óptica com diferentes áreas efectivas para um bombeamento a 1450 nm [30].	- 34 -
Figura 19 - Variação do ganho de um amplificador Raman com a potência de bombeamento, para três potências de sinal [30].	- 36 -
Figura 20 - Espectro do ganho de um amplificador Raman com o uso de 12 bombas laser [30].	- 37 -
Figura 21 - Representação esquemática da dupla dispersão de Rayleigh. P_{BS} e P_{DRB} , são respectivamente, as potências da dispersão de Rayleigh e a dupla dispersão de Rayleigh [30, 32].	- 40 -

Figura 22 - Espectros do ganho e da figura de ruído para um amplificador Raman com bombas co-propagante, contra-propagante e bidireccional.	42 -
Figura 23 - Representação por blocos de um esquema híbrido de amplificação.	43 -
Figura 24 - Esquemas de um amplificador híbrido constituído por amplificador de fibra dopada e um amplificador Raman a ser bombeado com uma bomba co-propagante, (A), e contra-propagante, (B).	44 -
Figura 25 - Espectros do ganho e da figura de ruído para os esquemas apresentados na figura 24.	45 -
Figura 26 - Esquemas de um amplificador híbrido constituído por amplificador de fibra dopada e um amplificador Raman a ser bombeado com uma bomba co-propagante, (A), e contra-propagante, (B).	45 -
Figura 27 - Espectros do ganho e da figura de ruído para os esquemas apresentados na figura 26.	46 -
Figura 28 - Montagem de um amplificador híbrido com bombeamento co-propagante, constituído por dois amplificadores <i>EDF</i> e um amplificador Raman distribuído.	46 -
Figura 29 - Espectros do ganho e da figura de ruído para as diferentes razões de bombeamento.	47 -
Figura 30 - Espectros do sinal óptico <i>WDM</i> constituído por 80 canais antes e depois de passar pelo sistema de amplificação.	48 -

Capítulo 1

Introdução

1.1 ENQUADRAMENTO DO PRESENTE TRABALHO

O grande desenvolvimento dos sistemas ópticos deveu-se principalmente à criação de vários dispositivos, o mais importante foi o *MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation)*, na década de cinquenta por Charles Townes, J. P. Gordon e H. J. Zeiger. Na mesma altura começaram a ser realizados ensaios em cilindros dieléctricos com o objectivo de propagação de luz. Este sistema foi o principal precursor da tão conhecida fibra óptica, criada pelo físico Narinder Singh Kapany. O seu desenvolvimento, até à forma como hoje em dia é usada, deve-se ao físico Charles Kuen Kao, que em 2009 recebeu o prémio Nobel em Física por este mesmo feito. Hoje em dia é usada, por exemplo, em medicina, em sensores, interferómetros e na área das telecomunicações [1-3].

Com estes desenvolvimentos, e com o constante aumento de procura de informação, assim como novas formas de comunicação por parte da população, surgiu a necessidade de desenvolver sistemas de comunicações cada vez mais rápidos, de maior capacidade e com custos de implementação reduzidos. Para criar e desenvolver esses sistemas, começaram a ser estudadas novas formas de transmissão de informação, começando pela tecnologia *WDM (Wavelength-Division Multiplexing)*, pela tentativa de desenvolver sistemas de amplificação de baixo ruído ou mesmo no uso de formatos de modulação avançados. Outro factor importante para esse desenvolvimento, consiste na melhoria dos sistemas de transmissão, nomeadamente no aperfeiçoamento do sinal gerado pelos lasers e aumento da sensibilidade de detecção de sinal pelos receptores. No entanto, nos sistemas modernos, a transmissão de dados a médias e longas distâncias está limitada principalmente por dois fenómenos, a atenuação e os efeitos não lineares. A forma inicialmente criada para combater estes fenómenos, foi o uso de regeneradores eléctricos. O modo de funcionamento deste dispositivo consiste na detecção, por um fotodetector, do sinal óptico que é posteriormente convertido para um sinal eléctrico. Esse sinal eléctrico, após ser removido o ruído e amplificado electricamente, é posteriormente convertido novamente para sinal óptico. O uso deste tipo de regeneradores é bastante limitativo tanto a nível técnico como financeiro. Considerando, por exemplo, um sistema *WDM*, os sinais antes de serem regenerados têm de ser desmultiplexados, processados separadamente e novamente multiplexados, pois cada um funciona a um determinado comprimento de onda e *bit rate*. Quando se pretende transmitir sinais de características diferentes é necessário alterar todos estes dispositivos no sistema de telecomunicação. Contudo, neste tipo de regeneradores não vai ocorrer a acumulação de ruído, de dispersão ou de efeitos não lineares ao longo do sistema de transmissão. Com estas limitações, foi necessário desenvolver amplificadores ópticos, como por exemplo, amplificadores de fibra dopada, amplificadores Raman ou *SOA's (Semiconductor Optical Amplifier)*. Relativamente aos primeiros regeneradores

apresentados, os amplificadores ópticos apresentam vantagens, nomeadamente, na transparência ao formato de modulação do sinal e ao *bit rate*, permitindo amplificar todos os canais num sistema *WDM* simultaneamente [4].

Os amplificadores de fibra dopada foram os primeiros amplificadores a serem usados em sistema de telecomunicações devido à possibilidade de gerarem elevado ganho com relativa baixa potência de bombeamento. Caracterizam-se por funcionarem através de emissão estimulada sendo o ganho gerado maioritariamente na banda *C*. Com a rápida saturação desta banda devido ao elevado tráfego de telecomunicações, surgiu a necessidade de explorar novas bandas de transmissão, nomeadamente a banda *L*. Como os amplificadores de fibra dopada não têm elevado desempenho nesta banda, surgiu a necessidade de recorrer a outro tipo de amplificação. O aparecimento de bombas de elevada potência permitiu usar amplificadores de Raman para amplificação nessa banda. Estes têm a possibilidade de amplificar em qualquer banda de transmissão dependendo apenas do comprimento de onda de bombeamento, para além disso, permitem usar a fibra já implantada num sistema *WDM* como meio de amplificação, resultando numa redução de custos de implementação [5].

A associação de diferentes amplificadores, por exemplo, de amplificadores de fibra dopada com amplificadores Raman, permite criar esquemas de amplificação híbridos. Este tipo de amplificação é caracterizado pelas propriedades de cada amplificador, nomeadamente, maior eficiência de bombeamento, pois permite o uso de apenas uma bomba de bombeamento como meio de amplificação. Isto porque, a potência que não é totalmente convertida em sinal de amplificação num amplificador, pode ser usada no outro. Permite também amplificação simultânea na banda *C+L* possibilitando uma maior transmissão de canais. São também caracterizados por uma melhor figura de ruído e maior equalização do ganho, reduzindo os custos de filtros ópticos usados para eliminar a desigualdade de amplificação entre canais. Actualmente a implementação deste meio de amplificação em sistemas *WDM* não apresenta elevados custos, pois como referido anteriormente, estes já são constituídos por *EDFA*'s e fibras que possibilitam amplificação Raman, necessitando apenas de implementação de bombas de elevada potência [6, 7].

1.2 OBJECTIVOS E ESTRUTURA DO TRABALHO

O presente trabalho consiste no estudo e criação de um esquema de um amplificador óptico híbrido usando apenas um sinal de bombeamento para aplicar num sistema de telecomunicações *WDM*. O amplificador óptico híbrido consiste no uso de dois amplificadores simultaneamente, um amplificador Raman e um amplificador de fibra dopada com Érbio, tentando assim, criar um dispositivo que seja caracterizado pelas qualidades de cada amplificador, com a finalidade de obter um ganho elevado e equalizado, assim como uma boa *OSNR* e figura de ruído.

Este trabalho é constituído por 6 capítulos. No presente capítulo é feito um breve enquadramento do presente trabalho assim como os seus principais objectivos.

No capítulo número dois é feita uma breve apresentação dos principais factores que limitam os sistemas *WDM* e expressões que os regem. Esses factores limitativos passam pela atenuação, dispersão, efeitos não-lineares e fenómenos a eles associados.

No terceiro capítulo são estudados os amplificadores de fibra dopada com Érbio. Este estudo passa pela análise do processo de amplificação, através da dedução das equações gerais de população, bombeamento e das taxas de transições que ocorrem no processo de amplificação num sistema laser de três níveis. São também deduzidas e apresentadas equações que permitem caracterizar um sistema de amplificação deste género, tais como, as equações de ganho e sua saturação, *OSNR* e figura de ruído. O último subcapítulo consiste na apresentação e análise de algumas simulações criadas durante o estudo de sistemas híbridos para caracterização dos amplificadores ópticos de fibra dopada.

O capítulo quatro consiste na apresentação e descrição dos processos de dispersão Raman e como estes podem ser usados como meio de amplificação em sistemas *WDM*. São também apresentadas as equações gerais de bombeamento e de ganho nestes amplificadores. É também feito um estudo sobre o tipo de fontes de ruído que limitam estes amplificadores, assim como, uma breve comparação sobre as diferentes formas de bombeamento que estes podem tomar.

No penúltimo capítulo é discutido o estudo realizado com o intuito de otimizar um sistema de amplificação híbrido e discussão dos dados obtidos.

O último capítulo apresenta as conclusões obtidas ao longo deste trabalho, nomeadamente, a melhor forma de bombeamento dos amplificadores de fibra dopada com Érbio e de Raman, assim como as características do sistema desenvolvido.

Capítulo 2

Principais factores de degradação do sinal a longas distâncias

2.1 INTRODUÇÃO

A transmissão de sinais em sistemas de comunicações ópticas é influenciada por vários factores, nomeadamente a atenuação, a dispersão, a birrefringência e os efeitos não lineares. Estes factores têm de ser tomados em conta quando se faz projecto de uma rede pois vão influenciar a sua distância máxima assim como o ritmo de transmissão.

Neste capítulo irá ser feita uma breve explicação sobre a origem de cada um destes factores e suas principais limitações.

2.2 ATENUAÇÃO

A atenuação consiste na perda, neste caso, de intensidade do sinal óptico enquanto este se propaga ao longo da fibra óptica. Este fenómeno pode ser descrito pela Lei de Beer, equação 2.1,

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P \quad 2.1$$

onde z é a direcção de propagação do sinal ao longo da fibra, α o coeficiente de atenuação e P a potência óptica do sinal transmitido. Considerando que a fibra tem um comprimento L e é transmitido um sinal com potência de entrada de P_{in} , a potência de saída é dada pela seguinte expressão,

$$P_{out} = P_{in} \exp(-\alpha L) \quad 2.2$$

No caso de se conhecerem a potência de entrada e de saída de um determinado sinal é possível determinar o coeficiente de atenuação através da expressão 2.3. Este coeficiente é expresso em unidades de dB/km [8].

$$\alpha(dB/km) = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \approx 4.343\alpha \quad 2.3$$

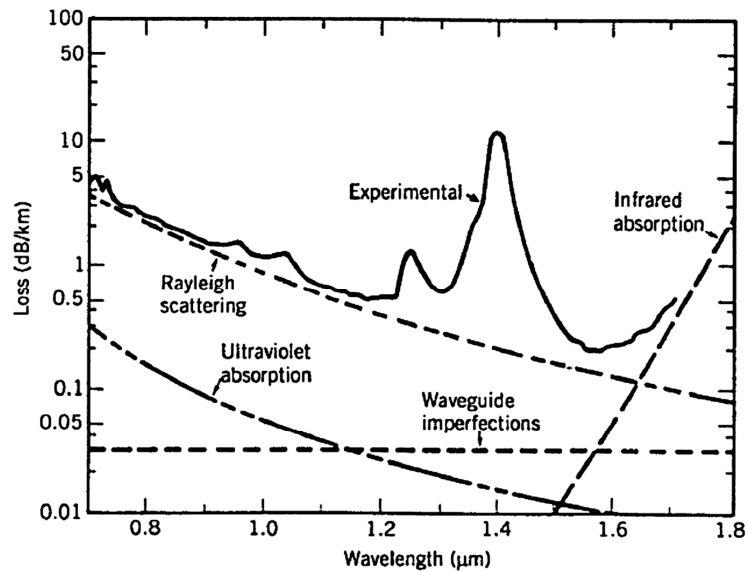


Figura 1 – Espectro da dependência da atenuação em função do comprimento de onda para uma fibra monomodo [8].

Na figura 1 é possível observar a dependência das perdas associadas à fibra com o comprimento de onda do sinal. Verifica-se que quanto menor for o comprimento de onda, maior vai ser a atenuação sofrida no guia de onda. Isto deve-se, como será explanado posteriormente, à interacção dos fonões ópticos com os materiais constituintes da fibra. As principais causas de perda de sinal na fibra óptica podem dever-se a vários factores, nomeadamente, à absorção material, à dispersão de Rayleigh e às imperfeições do guia de onda [8, 9].

A absorção material por parte do guia de onda do sinal pode ser de dois tipos, intrínseca e extrínseca. No primeiro caso, esta depende do tipo de material que constitui o guia de onda. Por exemplo, na sílica, SiO_2 , vão ocorrer absorções electrónicas na região do ultravioleta, *UV*, devendo-se principalmente à interacção de um fotão do campo electromagnético do sinal com a estrutura electrónica do guia de onda, assim como vibrações das bandas electrónicas na região do infravermelho, *IR*. A absorção extrínseca ocorre devido à presença de impurezas no guia de onda, normalmente associada à presença de metais de transição ou iões Hidroxilo (OH^-) [8, 9].

Relativamente à dispersão de Rayleigh, esta é mais intensa para comprimentos de onda mais baixos, normalmente abaixo dos 1000 nm. Este tipo de dispersão deve-se à variação do índice de refração do guia de onda, que ocorre devido a impurezas ou defeitos da rede cristalina [8, 9].

As perdas provocadas pelas imperfeições da fibra óptica resultam de curvaturas do próprio guia ou a defeitos de fabrico. Isto vai originar a alteração do ângulo com que o raio atinge a interface núcleo-bainha, levando à propagação dos modos do núcleo na bainha.

2.3 DISPERSÃO

Num determinado sistema de comunicações por fibra óptica, os mecanismos de dispersão são outro factor limitante. Estes mecanismos podem ser caracterizados como dispersão intermodal, dispersão intramodal e dispersão por polarização.

A dispersão intermodal ou modal ocorre apenas nas fibras multimodo devido à diferença de velocidades de grupo associadas aos diferentes modos, figura 2.

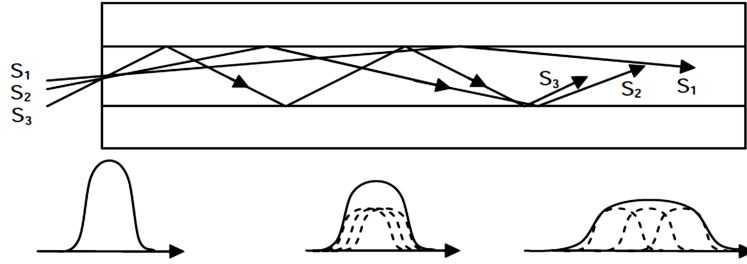


Figura 2 - Esquema representativo de dispersão intermodal [9].

A dispersão intramodal ou cromática ocorre tanto nas fibras monomodo como multimodo. Esta consiste na diferença de velocidade de grupo que um modo pode experimentar ao longo da transmissão, isto porque, um modo é caracterizado por uma gama de frequências.

Considerando um sistema constituído por uma fibra óptica monomodo de comprimento L , o atraso de grupo acumulado ao longo da fibra por uma determinada componente espectral de frequência w , pode ser calculada através de,

$$v_g = \left(\frac{d\beta}{dw} \right)^{-1} \quad 2.4$$

onde β é a constante de propagação longitudinal do modo da fibra. A dependência, por parte da velocidade de grupo da frequência, leva a um alargamento espectral. Este pode ser calculado por,

$$\Delta T = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta \lambda = DL \Delta \lambda \quad 2.5$$

o parâmetro D é a dispersão, normalmente expressa em unidades $ps/(km.nm)$ e é calculada considerando a contribuição da dispersão do material assim como do guia de onda, expressão 2.6 [8, 10].

$$D = D_m + D_w = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} - \frac{n_1 \Delta}{c\lambda} \left(V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \right) \quad 2.6$$

O termo b representa a constante de propagação normalizada, Δ a diferença relativa entre os índices de refração do núcleo e a bainha, e V a frequência normalizada da fibra.

A dispersão por polarização, ou *PMD*, resulta da variação de polarização que um determinado pulso sofre ao ser propagado numa fibra óptica. Considerando um feixe com duas componentes de polarização ortogonais, ao propagar-se num meio birrefringente, estas vão sofrer um atraso relativamente uma à outra devido à diferença de velocidade de grupo, o que vai originar um aumento do pulso enviado, figura 3 [8, 9].

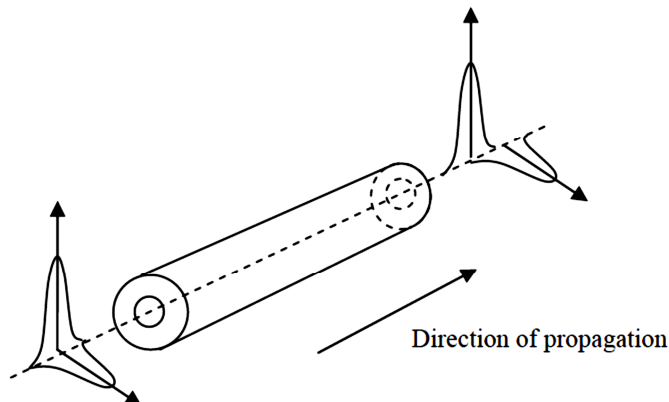


Figura 3 - Representação de dispersão por polarização [9].

2.4 EFEITOS NÃO-LINEARES

O aparecimento de efeitos não-lineares em sistemas de telecomunicações deve-se principalmente ao uso de elevadas potências que vão originar, por exemplo, a variação do índice de refração do guia de onda, dando origem a efeitos não lineares denominados *FWM* (*Four Wave Mixing*), *XPM* (*Cross-Phase Modulation*) ou *SPM* (*Self-Phase Modulation*). Dão origem também a processos de dispersão de fótons ópticos através de processo inelásticos de nome, dispersão de Raman estimulada e dispersão de Brillouin estimulada.

O processo de dispersão Raman estimulada consiste na interação de fótons ópticos de bombeamento com os materiais constituintes da fibra, dando origem a fótons de mais baixa energia, sendo o excesso libertado sob a forma de fonões. Este efeito pode ser bastante limitativo pois se for considerado um sistema com muitos canais, pode ocorrer transferência de energia dos canais de mais baixo comprimento de onda para os de maior comprimento de onda. A dispersão estimulada de Brillouin ocorre devido à interação de um campo óptico com fonões acústicos, isto porque, a presença destes leva a uma variação de índice de refração [8, 9, 11].

A auto-modulação de fase assim como a modulação cruzada de fase obedecem ao mesmo princípio físico, residindo a diferença entre as duas no número de modos em propagação na fibra óptica. No primeiro caso, é considerado apenas um modo de propagação, enquanto no segundo são vários modos propagados simultaneamente.

O processo de mistura de quatro ondas consiste na criação de um pulso óptico através da interação de outros pulsos que se propagam na fibra, este é um processo óptico não linear de terceira ordem. Considerando um sistema de transmissão que é percorrido por três pulsos de frequências de f_1 , f_2 e f_3 , irá ocorrer a criação de um quarto pulso com frequência f_4 , expressão 2.7 [8, 9, 12]

$$f_4 = f_1 + f_2 - f_3 \quad 2.7$$

Capítulo 3

Amplificadores de fibra dopada com Érbio

3.1 INTRODUÇÃO

Os amplificadores de fibra dopada começaram a ser estudados por volta de 1964, embora, o seu desenvolvimento tenha ocorrido nos anos 90 devido ao surgimento de tecnologia necessária para os fabricar e caracterizar. Estes amplificadores podem ser dopados com vários átomos de terras raras, nomeadamente, Érbio (*Er*), Hólmio (*Ho*), Neodímio (*Nd*), Samário (*Sm*), Túlio (*Tm*) e Itérbio (*Yb*). As razões do uso destes átomos como constituintes do meio activo devem-se às suas características físicas. A configuração electrónica destes elementos é da forma $5s^2 5p^6 6s^2$ que corresponde às orbitais preenchidas. Esta representação pode tomar a forma $[Xe] 6s^2 4f^{N-1}$, onde $[Xe]$ representa a configuração do átomo de Xénon que inclui as orbitais $5s$ e $5p$. Este tipo de configuração permite que os electrões da camada $4f$ estejam blindados pelas camadas exteriores possibilitando assim transições laser $4f-4f$. Quando usados como dopantes em fibra óptica de sílica são os únicos átomos onde é possível observar oscilações laser. Dentro desta gama de átomos passíveis de serem usados como meio activo, é ainda necessário que estes obedeçam a três critérios bastante importantes, o comprimento de onda de transição deve ser próximo de $1.31 \mu m$ ou $1.55 \mu m$, que corresponde à janela na qual a fibra apresenta menor atenuação. O comprimento de onda de transição entre o estado fundamental e o estado excitado deve corresponder à da fonte de bombeamento semicondutora, não se podendo observar absorção no estado excitado (*AEE/ESA- Excited State Absorption*). Devido às diferentes propriedades destes materiais é possível construir amplificadores deste género com uma largura de banda compreendida entre os 500-3500 nm [8, 13].

O dopante mais usado neste tipo de amplificadores é o Érbio devido a este apresentar uma emissão na região dos 1530 nm que fica na janela do mínimo de atenuação que um sinal sofre ao ser transmitido numa fibra óptica, figura 1. Os amplificadores baseados em Érbio apresentam também, relativamente a outros amplificadores, elevado ganho, baixa figura de ruído assim como um ganho constante numa determinada gama de comprimentos de onda. Todas estas características e vantagens relativamente a outros tipos de amplificadores como os *SOA (Semiconductor Optical Amplifier)* e amplificadores Raman (*RA*) levaram, a que este tipo de dispositivo tenha e continue a ser um dos amplificadores mais importantes na aplicação de redes *WDM (Wavelength Division Multiplexing)*. Este tipo de amplificadores é utilizado para amplificar sinais nas bandas *C (1530-1570 nm)* e *L (1610-1650 nm)*.

3.2 AMPLIFICAÇÃO ÓPTICA NUMA FIBRA DOPADA COM ÉRBIO

Os amplificadores de fibra dopada com Érbio obedecem ao mesmo princípio físico que os lasers, ou seja, emissão estimulada. A diferença entre estes dispositivos consiste no uso de uma cavidade óptica ressonante, por parte dos lasers, que permitirá uma realimentação óptica. Esta é realizada com o intuito de aumentar a amplificação proporcionada pelo meio activo. Para ocorrer emissão estimulada é necessário que ocorra inversão de população, ou seja, a densidade electrónica do nível excitado terá de ser superior à densidade electrónica do nível fundamental ($N_2 > N_1$). É possível criar inversão de população fornecendo ao sistema energia igual à diferença de energia entre os níveis para os quais ocorre a transição. Ao ocorrer o relaxamento dos electrões do nível de energia do estado excitado, estes vão emitir fotões com a mesma fase, direcção e polarização dos fotões incidentes.

Os amplificadores de fibra dopada podem ser bombeados por lasers semicondutores com comprimentos de onda de 532 nm, 607 nm, 807 nm, 980 nm e 1480 nm, isto porque, pertencerem às bandas de absorção da fibra dopada com Érbio, figura 4.

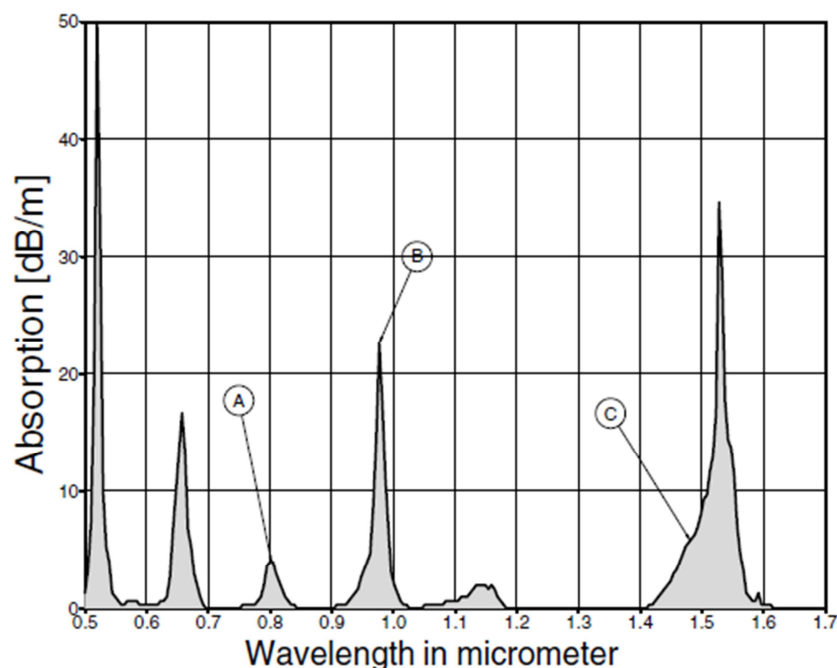


Figura 4 - Espectro de absorção de uma fibra dopada com Érbio. Os pontos A, B e C indicam respectivamente a banda de maior absorção. A=800 nm; B=980 nm; C=1480 nm; [14]

Os comprimentos de onda mais usados nos sistemas de amplificação são, 980 nm e 1480 nm devido às suas características, como se irá explicar posteriormente. Este sistema de amplificação pode ser descrito de uma maneira mais simplificada como um sistema de três níveis de energia, figura 5 [15].

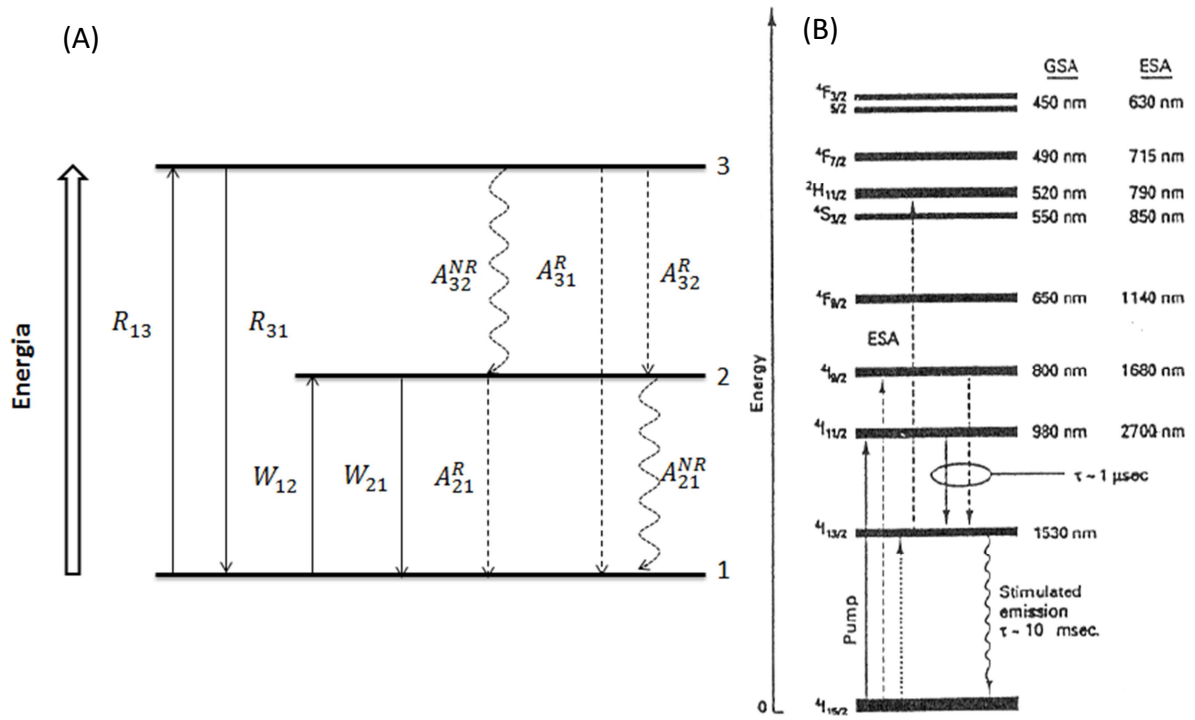


Figura 5 - Diagrama dos níveis de energia para um sistema de três níveis (A). As linhas rectas a tracejado correspondem a transições espontâneas radiactivas, e as linhas curvas, a transições não radiactivas. No lado direito, (B), é possível observar os níveis de energia assim com as transições promovidas pelos vários comprimentos de onda de bombeamento. [16]

A linha indicada como 1 ($^4I_{15/2}$) corresponde ao nível fundamental de energia E_1 , o nível 2 ($^4I_{13/2}$) corresponde ao estado metastável de energia E_2 e o último nível corresponde ao nível de bombeamento ($^4I_{11/2}$) com energia E_3 .

Na figura anterior, a taxa de bombeamento entre o nível fundamental e excitado é representada por R_{13} e a emissão estimulada por R_{31} . A absorção e a emissão estimulada entre o nível metastável e fundamental são dadas respectivamente por, W_{12} e W_{21} .

No nível de maior energia, o electrão pode relaxar para o estado fundamental transferindo a sua energia de uma forma radiativa ou não-radiativa. No caso do decaimento radiactivo, ($A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$), este pode ser espontâneo ou estimulado. Quando ocorre uma emissão não-radiativa a energia é dissipada sob a forma de fonões, isto é, um *quantum* de vibração da rede cristalina. Neste caso em particular considera-se que o decaimento predominante, a partir deste nível, é não-radiativo, $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$.

Relativamente ao nível 2, também pode ocorrer transferência de energia de uma forma radiativa ou não-radiativa, estes decaimentos são representados por, $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$, onde A_{21}^R pode ser calculado através do tempo médio de vida de fluorescência do nível, expressão 3.1.

$$A_{21}^R = \frac{1}{\tau} \quad 3.1$$

Dentro do decaimento radiactivo, pode ocorrer emissão estimulada (W_{21}) ou espontânea (A_{21}^R). Quando este sistema, já no estado excitado, é submetido ao sinal que se quer

amplificar, ambas as emissões ocorrem simultaneamente. No caso da emissão estimulada, os fótons emitidos pelo decaimento do electrão vão apresentar as mesmas características que o fóton incidente, ou seja, vão apresentar a mesma fase, direcção e polarização do fóton que promoveu a sua emissão. No caso da emissão espontânea, vão ser emitidos fótons com polarizações, fases e comprimentos de onda aleatórios. Este tipo de comportamento vai dar origem ao aparecimento de ruído do sinal amplificado denominado ASE (*Amplified Spontaneous Emission*)[17, 18].

Cada nível de energia deste diagrama é caracterizado respectivamente pelas densidades populacionais N_1 , N_2 e N_3 , sendo que a densidade populacional total é dada por ρ . As densidades populacionais destes níveis podem ser descritas pelas seguintes equações,

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad 3.2$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad 3.3$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 \quad 3.4$$

considerando que a população não varia ao longo do tempo, isto é, $dN_i/dt = 0$, e que $a = R_{31}+A_{32}$ e $b = W_{21}+A_{21}$ é possível escrever as equações 3.3 e 3.4 da seguinte forma,

$$W_{12}N_1 - bN_2 + A_{32}N_3 = 0 \quad 3.5$$

$$R_{13}N_1 - aN_3 = 0 \quad 3.6$$

tendo em conta que $N_3 = \rho - N_1 - N_2$ e resolvendo as expressões anteriores em ordem a N_1 e N_2 temos que,

$$N_1 = \rho \frac{ab}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad 3.7$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}A_{32} + aW_{12}}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}} \quad 3.8$$

substituindo na expressão 3.8 os valores anteriormente definidos para a e b , obtêm-se as seguintes expressões para as densidades populacionais N_1 e N_2 ,

$$N_1 = \rho \frac{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau} \quad 3.9$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}\tau + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}}\right)}{(1 + W_{21}\tau) \left(1 + \frac{R_{13} + R_{31}}{A_{32}}\right) + W_{12}\tau \left(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}\right) + R_{13}\tau} \quad 3.10$$

Assumindo que o decaimento não-radiativo A_{32} é maior que a absorção e emissão que ocorre entre os níveis 1 e 3, isto é, $A_{32} \gg R_{13;31}$ as equações 3.9 e 3.10 podem ser escritas da seguinte forma,

$$N_1 = \rho \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R_{13}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad 3.11$$

$$N_2 = \rho \frac{R_{13}\tau + W_{12}\tau}{1 + R_{13}\tau + W_{12}\tau + W_{21}\tau} \quad 3.12$$

Tendo em conta as expressões obtidas, 3.11 e 3.12, e a expressão $N_3 = \rho - N_1 - N_2$, pode-se concluir que a população no estado excitado, nível 3, é desprezável pois o decaimento não-radiativo para o nível metastável é predominante [17-19].

Um factor importante que não se considerou até ao momento é a presença de um campo eléctrico que tem origem na distribuição de carga na fibra. Este vai originar o desdobramento dos níveis de energia indicados anteriormente em vários subníveis, o fenómeno indicado é denominado efeito *Stark*.

Através da mecânica quântica é possível descrever o estado quântico de cada electrão através de quatro números quânticos, n , l , m_l e s . Destes quatro elementos é possível extrair informação relativamente à energia e tamanho da orbital, à sua forma, assim como a sua orientação. Uma vez que este modelo não descreve completamente o estado do átomo, pois não descreve como o momento angular orbital e o momento angular de *spin* dos electrões se combinam, para determinar o momento angular total do átomo é necessário recorrer a um outro modelo complementar, acoplamento Russell-Saunders ou *L-S*. Este acoplamento é baseado em três números quânticos, J , L e S . O momento angular total, L , é dado pela soma de todos os momentos angulares, ou seja, $L = \sum l_i$. O spin quântico total é $S = \sum s_i$. O número J , ou momento angular total, é dado pela soma do *spin* quântico e pelo momento angular total, $J = L + S$. Cada nível de energia caracterizado pelo momento angular total pode ser desdobrado em $g = J + 1/2$ subníveis de energia. Com isto esperar-se-ia que o sistema de três níveis indicado na figura 5a) não fosse o mais correcto, mas se se considerar a tendência do sistema para o equilíbrio térmico e que este torna possível manter a população de um determinado nível com várias multiplicidades constante, é possível considerar que esses níveis de energia possam ser quantificados [8, 17].

O efeito *Stark* que ocorre neste tipo de amplificadores é importante pois permite que seja possível o bombeamento directo de electrões para o nível 2 a partir do nível 1, através da absorção de fotões.

3.3 EQUAÇÕES GERAIS DE PROPAGAÇÃO DA BOMBA, SINAL E ASE

Considerando o sistema de três níveis indicado anteriormente, assim como as expressões deduzidas das densidades populacionais dos estados considerados, é possível determinar as taxas de transições W_{12} , W_{21} , R_{13} e R_{31} . Estas taxas dependem das secções eficazes de absorção e emissão, que representam respectivamente, a probabilidade de ocorrência de uma transição electrónica entre níveis de energia, assim como o confinamento de luz no guia de onda, neste caso, na fibra óptica.

Tendo em conta a propagação de um feixe, tanto do sinal como da bomba, no guia de onda com intensidade $I_{s/p}$ e com comprimento de onda de sinal e bombeamento de $\lambda_{s/p}$, a variação de intensidade em função de uma espessura dz é dada por,

$$\frac{dI_{s,p}}{dz} = \{\sigma_{21}(\lambda_{s,p})N_2 - \sigma_{12}(\lambda_{s,p})N_1\}I_{s,p} \quad 3.13$$

onde os termos σ_{21} e σ_{12} representam respectivamente as secções eficazes de emissão e absorção. A expressão anterior pode ainda ser escrita da forma,

$$\frac{dI_{s,p}}{dz} = \sigma_{12}(\lambda_{s,p})\{\eta(\lambda_{s,p})N_2 - N_1\}I_{s,p} \quad 3.14$$

onde $\eta(\lambda_{s,p})$ representa a razão entre as secções eficazes de emissão e absorção,

$$\eta(\lambda_{s,p}) = \frac{\sigma_{12}(\lambda_{s,p})}{\sigma_{21}(\lambda_{s,p})} \quad 3.15$$

A partir do termo, $g = \sigma_{12}(\lambda_{s,p})\{\eta(\lambda_{s,p})N_2 - N_1\}$, é possível calcular o coeficiente de ganho do sinal. Este coeficiente depende do comprimento de onda e da inversão relativa do meio, sendo esta definida por,

$$D = \frac{N_2 - N_1}{\rho} = \frac{2N_2 - \rho}{\rho} \quad 3.16$$

no caso de a inversão relativa do meio ser negativa, o meio de amplificação está a absorver todos os comprimentos de onda, isto porque, todos os iões estão no estado fundamental. À medida que a inversão relativa se aproxima do seu valor máximo, $D=1$, começa a ocorrer a inversão de população. É possível observar o efeito da variação da inversão relativa do meio, no coeficiente de amplificação, através da figura 6 [17].

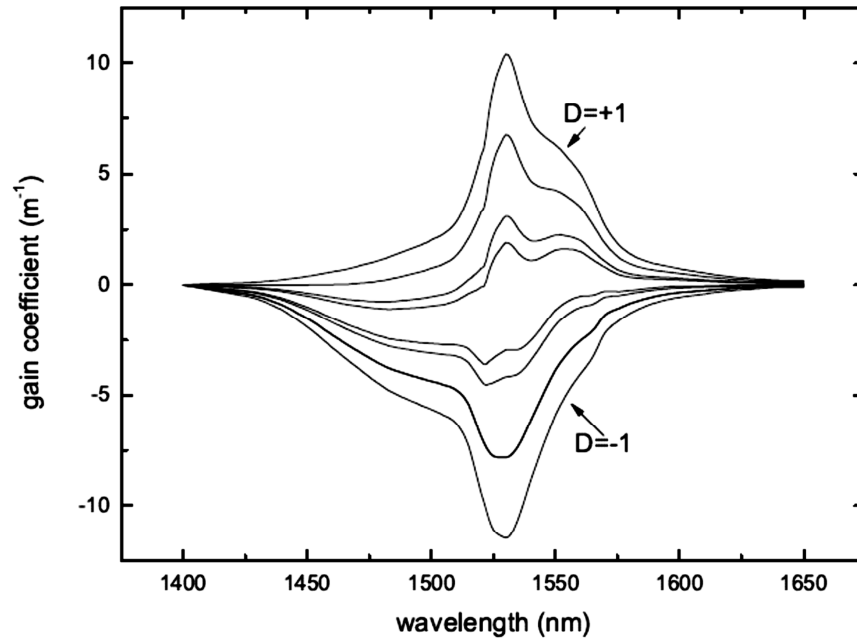


Figura 6 - Espectro do coeficiente de ganho para diferentes valores de inversão relativa de população [20].

Analisando a figura anterior, observa-se que no caso de não ocorrer bombeamento no amplificador de fibra dopada com Érbio, o comprimento de onda para o qual vai ocorrer maior atenuação é 1535 nm [17, 20].

Considerando a propagação de luz na fibra, a distribuição desta ao longo do meio de amplificação é dada por,

$$I_{s,p}(r, \theta) = P_{s,p} \frac{\psi_{s,p}(r, \theta)}{\int_S \psi_{s,p}(r, \theta) r dr d\theta} \quad 3.17$$

o termo $\psi_{s,p}(r, \theta)$ representa o envelope de modos do sinal em coordenadas cilíndricas e $P_{s,p}$ a potência de sinal ou de bombeamento da fonte óptica. Fazendo alguns cálculos é possível obter a expressão,

$$\int_S I_{s,p}(r, \theta) r dr d\theta = P_{s,p} \quad 3.18$$

tendo em conta esta expressão é possível determinar uma equação que descreva a variação da potência do sinal ao longo do meio de propagação,

$$\frac{dP_s}{dz} = \sigma_{12}(\lambda_s) \int_S \{\eta(\lambda_s) N_2(r, \theta) - N_1(r, \theta)\} I_s(r, \theta) r dr d\theta \quad 3.19$$

no caso da potência de bombeamento a expressão que descreve o seu comportamento é da forma,

$$\frac{dP_p}{dz} = -\sigma_{12}(\lambda_p)P_p 2\pi \int_S N_1(r)\bar{\psi}_p(r)dr \quad 3.20$$

onde P_p é a potência de bombeamento do modo fundamental e $\bar{\psi}_p$ o perfil do modo normalizado. Este pode ser calculado através de,

$$\bar{\psi}_p(r, \theta) = \frac{\psi_p(r, \theta)}{\int_S \psi_p(r, \theta)rdrd\theta} \quad 3.21$$

No caso de um sistema de apenas dois níveis, o estado fundamental e o estado excitado, a expressão que descreve a variação da potência de bombeamento é da forma,

$$\frac{dP_p}{dz} = \sigma_{12}(\lambda_p)P_p \int_S \{\eta(\lambda_p)N_2(r, \theta) - N_1(r, \theta)\}\bar{\psi}_p(r, \theta)rdrd\theta \quad 3.22$$

Nos vários sistemas de amplificação, é possível amplificar um determinado sinal através de três processos de amplificação distintos, usando uma fonte óptica de bombeamento co-propagante, contra-propagante ou bidireccional. Neste último caso são colocadas duas fontes, uma no início do sistema de transmissão e outra no seu fim, sendo transmitido um sinal de bombeamento simultâneo a partir das duas bombas. As equações que descrevem as razões de bombeamento para o caso de contra-propagação são idênticas à expressão 3.20, sendo que o sinal será positivo. No caso de bombeamento bidireccional, para se determinar a taxa de bombeamento, devem ser resolvidas simultaneamente as equações dos sistemas co e contra-propagante.

Um factor que não se considerou até ao momento é a presença de ASE. A existência desta num amplificador deve-se à amplificação de fótons que foram emitidos espontaneamente devido ao decaimento de um ião do estado excitado. A existência deste processo num sistema de amplificação origina o aumento de ruído. A expressão que descreve o comportamento de criação de ASE é da forma,

$$\frac{dP_s(\lambda_s)}{dz} = 2P_0\sigma_{21}(v) \int_S N_2(r, \theta)\bar{\psi}_p(r, \theta)rdrd\theta \quad 3.23$$

o termo P_0 representa a potência de um fóton proveniente de ASE e pode ser calculada por, $P_0 = h\nu\delta\nu$. Através desta expressão e da 3.22, é possível escrever a equação que permite calcular a variação de potência total do sinal para um determinado comprimento de onda. Sendo esta da forma,

$$\frac{dP_{ASE}}{dz} = \sigma_{12}(\lambda_s)2\pi \int_S \{\eta(\lambda_s)N_2(r)[P_s(\lambda_s) + 2P_0] - N_1(r)P_s(\lambda_s)\}\bar{\psi}_s(r)rdr \quad 3.24$$

Analisando a expressão anterior, verifica-se que sempre que o estado N_2 está populado, independentemente da existência ou não de um sinal óptico, irá ocorrer emissão de fótons espontaneamente, sendo este facto caracterizado pelo termo $2P_0$ [17, 21-23].

Conhecidas as expressões que descrevem as potências de bombeamento e de sinal, assim como a distribuição de intensidade de luz ao longo do guia de onda é possível determinar finalmente as taxas de transições W_{12} , W_{21} , R_{13} e R_{31} .

As taxas de emissão, W_{21} , e de absorção são dadas respectivamente por,

$$W_{21}(r, z) = \frac{\lambda_s^2}{8\pi n^2 h v_s \tau} I_s(r, z) g(v_s) = \frac{\sigma_e(v_s) \tau}{h v_s \tau} I_s(r, z) \quad 3.25$$

$$W_{12}(r, z) = \frac{\sigma_a(v_s)}{h v_s \pi w_s^2} P_s(z) \psi_s(r) \quad 3.26$$

onde $v_s = c/\lambda_s$, $g(v_s) = 8\pi n^2 \tau \sigma_e(v)/\lambda_s^2$, σ_a e σ_e são respectivamente, a secção eficaz de absorção e emissão à frequência v_s [17].

No caso das taxas de bombeamento, R_{13} e R_{31} , estas podem ser caracterizadas apenas por uma expressão, equação 3.27.

$$R(r, z) = \frac{\sigma_a(v_p)}{h v_p \pi w_p^2} P_p(z) \psi_p(r) \quad 3.27$$

3.4 MODELIZAÇÃO EDFA

As expressões indicadas anteriormente de sinal, ASE, ou de bombeamento podem ser resolvidas numericamente ou analiticamente. No caso de resolução numérica é necessário determinar vários parâmetros, nomeadamente, a densidade electrónica dos iões de Érbio no guia de onda assim como o tempo de vida destes no estado excitado. É necessário também determinar previamente as secções eficazes de emissão e absorção e o factor de confinamento para os comprimentos de onda considerados. Devido à dificuldade da determinação precisa destes parâmetros, a resolução numérica destas expressões é muitas vezes imprecisa e de difícil leitura [24].

As soluções obtidas analiticamente podem ser obtidas através da resolução de uma equação transcendental. Tendo em conta um determinado número de feixes, N , tanto de sinal como de bombeamento com comprimento de onda de λ_k e potência $P_k(z, t)$, que se propagam ao longo da fibra segundo a direcção u_k , é possível determinar a variação de população no estado excitado N_2 através de,

$$\frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} = -\frac{N_2(z, t)}{\tau} - \frac{1}{\rho A} \sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial P_j(z, t)}{\partial z} \quad 3.28$$

onde τ é o tempo de vida do estado de emissão espontânea e A a área da secção eficaz. O termo u_k toma a valor 1 no caso de o feixe entrar na fibra em $z=0$, ou seja no início desta. Caso contrário $u_k=-1$. A variação de potência dos vários feixes devido à absorção ou emissão estimulada pode ser descrita através de,

$$\frac{\partial P_k(z, t)}{\partial z} = \rho u_k \Gamma_k [(\sigma_k^{21} + \sigma_k^{12}) N_2(z, t) - \sigma_k^a] P_k(z, t) \quad 3.29$$

sendo o parâmetro Γ_k o factor de confinamento da fibra no comprimento de onda λ_k . Considerando o sistema em estado estacionário, não irá ocorrer variação de população assim como de potência, sendo possível escrever,

$$\frac{u_k}{P_k(z)} dP_k = - \left[\alpha_k + \frac{1}{P_k^{IS}} \sum_{j=1}^N u_j \frac{dP_j(z)}{dz} \right] dz \quad 3.30$$

onde α_k e P_k^{IS} são respectivamente a constante de absorção e a potência intrínseca de saturação do k^{th} feixe. Integrando esta expressão é possível obter a potência de entrada e de saída de cada feixe considerado no sistema,

$$P_k^{out} = P_k^{in} G_k(z) \quad 3.31$$

$$G_k(z) = \exp\left[(\sigma_{12}^k + \sigma_{21}^k) N_2 - \sigma_{12}^k N_t\right] \Gamma_k dz \quad 3.32$$

Tendo em conta estas expressões é possível calcular a potência média em cada secção da fibra através de,

$$\langle P_k \rangle = P_k^{in} \frac{(G_k - 1)}{\ln(G_k)} \quad 3.33$$

O termo N_2 presente na equação 3.32 pode ser calculado através de,

$$N_2 = \frac{N_t \sum_{k=1}^N \left(\frac{\langle P_k \rangle}{P_k^{IS}} \right)}{1 + \sum_{k=1}^N \frac{\langle P_k \rangle}{P_k^{IS}} \left(\frac{\sigma_{21}^k}{\sigma_{12}^k} + 1 \right)} \quad 3.34$$

podendo a potência intrínseca de saturação ser calculada através da expressão 3.35 [17, 20, 24].

$$P_k^{IS}(\lambda_k) = \frac{h\nu A}{(\sigma_{12}^k + \sigma_{21}^k) \Gamma_k \tau} \quad 3.35$$

Aplicando o método descrito anteriormente, a título de exemplo, é possível obter o ganho de um amplificador *EDF* em função do comprimento de onda numa rede com 25 canais com comprimentos de onda compreendidos entre 1520 *nm* e 1570 *nm*, figura 7.

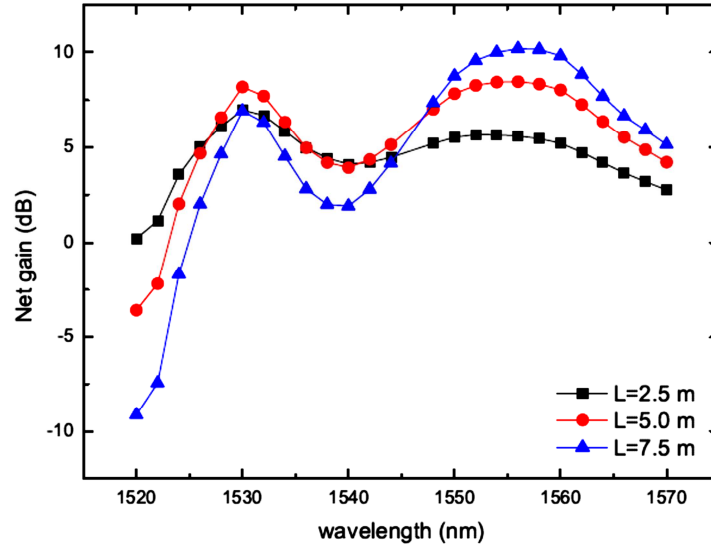


Figura 7 - Espectro do ganho à saída do *EDFA* para diferentes comprimentos do meio de amplificação [20].

O sistema considerado no exemplo anterior é constituído por um *EDFA* com diferentes comprimentos do guia de onda, 2.5m, 5.0m e 7.5m, bombeado a 1480 *nm* com uma potência de bombeamento de 100 *mW*. A densidade de iões de Érbio considerada foi de $7 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ e um tempo de fluorescência de 10ms [20].

3.5 GANHO, SATURAÇÃO DE GANHO E FIGURA DE RUÍDO

Quando se considera o uso de um determinado amplificador numa rede de telecomunicações é necessário determinar vários parâmetros relacionados com esse mesmo sistema de amplificação, nomeadamente, o ganho, a potência de saturação e a figura de ruído, por forma a obter o melhor desempenho possível. Estes parâmetros são limitados, por exemplo, pela concentração de iões de amplificação, comprimento do meio activo e pela potência de bombeamento. Um outro factor importante a ter em consideração é o facto de o sinal amplificado nunca poder ter maior energia que o bombeamento responsável pela inversão de população, lei de conservação de energia, expressão 3.36.

$$\phi_s^{out} \leq \phi_p^{in} + \phi_s^{in} \quad 3.36$$

Os termos $\phi_{s,p}^{out,in}$, representam respectivamente, o fluxo de fotões do sinal de entrada e de saída assim como o fluxo de iões de bombeamento. Esta expressão pode ainda ser escrita em função das potências de sinal e de bombeamento,

$$\frac{P_s^{out}}{h\nu_s} \leq \frac{P_p^{in}}{h\nu_s} + \frac{P_s^{in}}{h\nu_s} \quad 3.37$$

$$P_s^{out} \leq P_p^{in} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} P_s^{in}$$

Analisando as expressões anteriores verifica-se que a potência do sinal amplificado será igual à soma das potências de entrada do sinal e da bomba quando o amplificador for ideal, isto é, todos os fótons de bombeamento geram o mesmo número de fótons de sinal. Na realidade isto não acontece pois alguns fótons podem não ser absorvidos pelo meio activo ou dar origem a fótons emitidos espontaneamente. Considerando que o ganho de um amplificador ideal é dado pela razão de potências de sinal de saída e de entrada, expressão 3.38,

$$G = \frac{P_s^{out}}{P_s^{in}} \quad 3.38$$

e tendo em conta as expressões 3.37, é possível reescrever a expressão 3.38 na forma,

$$G \leq 1 + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \frac{P_p^{in}}{P_s^{in}} = 1 + \frac{\phi_p^{in}}{\phi_s^{in}} \quad 3.39$$

Neste caso, como ocorre inversão total de população, logo a concentração de iões no estado excitado é dada por ρ , o ganho depende apenas do comprimento do meio activo, sendo possível ser calculado pela expressão seguinte.

$$G = \frac{P_s^{out}}{P_s^{in}} = \exp(\rho\sigma_e L) \quad 3.40$$

A saturação do ganho ocorre devido a vários factores, o principal deve-se ao facto de não se conseguir povoar o estado excitado com iões suficientes para se produzir emissão estimulada, isto é, considerando um bombeamento constante, ao se aumentar a potência do sinal de entrada, o ganho irá diminuir pois a taxa de bombeamento não é suficiente elevada para re-popular o estado excitado, isto leva a uma diminuição da inversão de população o que acarreta uma diminuição o ganho, figura 8.

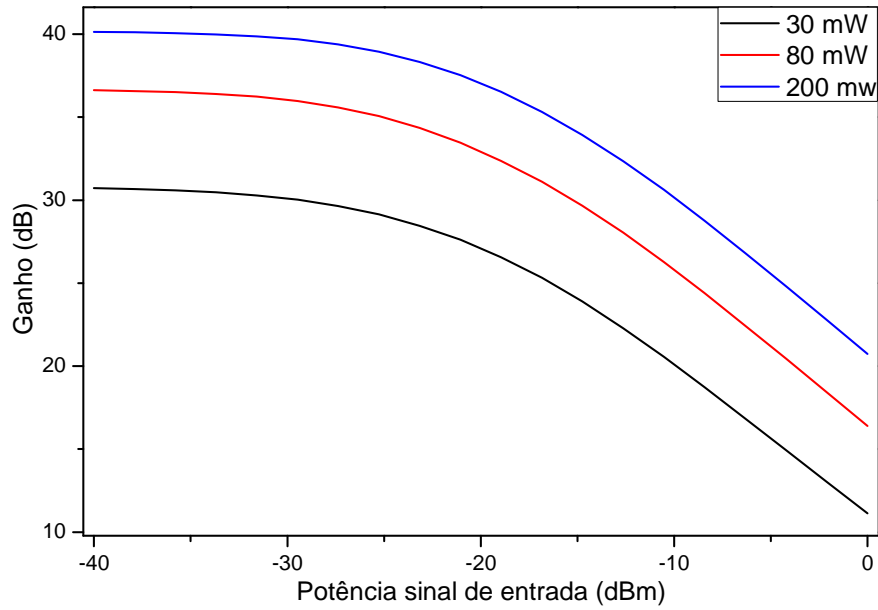


Figura 8 - Espectro do ganho em função do aumento da potência do sinal para diferentes potências de bombeamento.

Este comportamento pode ser descrito pela expressão seguinte,

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{G-1}{G} \frac{P_s^{out}}{P^{sat}}\right) \quad 3.41$$

o termo G_0 indica o ganho do amplificador quando não está saturado e P^{sat} , a potência para o qual ocorre saturação de ganho. Outro parâmetro importante, é o valor de saturação da potência de saída, isto é, o valor para o qual o ganho passa para metade do seu valor original, este é definido por,

$$P_{out}^{sat} = \frac{G_0 \ln 2}{G_0 - 2} P^{sat} \quad 3.42$$

Para além disto, é necessário ter em conta a figura de ruído. Quando ocorre inversão de população, para além da emissão estimulada, também ocorre emissão espontânea, como referido anteriormente. Esta é a principal causa do aumento de ruído gerado num amplificador óptico. Este fenómeno pode ocorrer ao longo de todo o meio activo, levando a que tanto o sinal como o ruído sejam igualmente amplificados, originando assim um espectro, tanto de ruído como de sinal, figura 9.



Figura 9 - Esquema representativo de um sinal antes e após ser amplificado por um EDF [4].

A potência do sinal gerado pela ASE pode ser calculada pela expressão seguinte,

$$P_{ASE} = 2n_{sp}(G - 1)h\nu B_0 \quad 3.43$$

onde os termos B_0 e n_{sp} representam respectivamente a largura de banda óptica, e o factor de emissão espontânea, podendo este ser calculado através da equação 3.44.

$$n_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad 3.44$$

Este factor quantifica o grau de inversão de população. Quando ocorre total inversão de população, ($N_1=0$), o factor de inversão toma o valor mínimo, 1, comportando-se assim como um amplificador ideal, caso contrário, o valor do factor de inversão terá um valor superior, tipicamente compreendido entre 1.4 e 4 [25] [26] [27].

O quociente entre as componentes ópticas de sinal amplificado e ruído é chamada razão óptica sinal-ruído ($OSNR$), podendo ser calculada pela expressão seguinte,

$$OSNR (dB) = \frac{P_{out}}{P_{ASE}} = \frac{GP_{in}}{2n_{sp}(G - 1)h\nu B_0} \quad 3.45$$

Após um sinal ter sido amplificado juntamente com o ruído, estes vão ser convertidos de sinais ópticos para sinais eléctricos por um fotodetector. O parâmetro responsável por caracterizar o desempenho deste, nessa conversão, denomina-se responsividade, e pode ser escrito na forma,

$$\mathfrak{R} = \frac{I_p}{P_0} = \frac{\eta q}{h\nu} \quad 3.46$$

onde η , neste caso, indica a eficiência quântica. Quando um sinal é detectado por este, vai ser produzida uma corrente proporcional ao campo do sinal incidente, expressão 3.47.

$$i_{total} \propto (E_s + E_n)^2 = E_s^2 + E_n^2 + 2E_s \cdot E_n \quad 3.47$$

Nesta expressão verifica-se que os dois primeiros termos advêm dos campos de sinal e de ruído, sendo que o último termo consiste na mistura dos campos de sinal e ruído resultando num batimento, denominado batimento de sinal, responsável pela degradação da razão sinal-ruído. Esta corrente total pode ainda ser escrita em função de todas as componentes de correntes devidas aos vários tipos de batimentos de sinais,

$$\langle i_{shot}^2 \rangle = \sigma_{total}^2 = \sigma_T^2 + \sigma_{shot}^2 + \sigma_{S-ASE}^2 + \sigma_{ASE-ASE}^2 \quad 3.48$$

As parcelas constituintes da equação anterior podem ser calculadas respectivamente por,

$$\langle i_{ther}^2 \rangle = \sigma_T^2 = \frac{4k_B T \Delta f}{R} \quad 3.49$$

$$\langle i_{shot}^2 \rangle = \sigma_{shot}^2 = 2q \Re G P_s^{in} \Delta f \quad 3.50$$

$$\langle i_{S-ASE}^2 \rangle = \sigma_{S-ASE}^2 = 4(\Re G P_s^{in})(\Re S_{ASE} \Delta f) \quad 3.51$$

$$\langle i_{ASE-ASE}^2 \rangle = \Re^2 S_{ASE}^2 (2B_0 - \Delta f) \Delta f \quad 3.52$$

onde os termos k_B , T , Δf e R , correspondem respectivamente, à constante de Boltzmann, à temperatura, à largura de banda eléctrica do detector e à resistência eléctrica. O termo S_{ASE} é denominado densidade espectral da emissão espontânea e pode ser calculado através de,

$$S_{ASE} = h\nu n_{sp} (G - 1) \quad 3.53$$

Tendo em conta as expressões indicadas anteriormente, e considerando que a figura de ruído é obtida através das relações sinal-ruído de entrada e saída, é possível calcular este parâmetro através de,

$$F_n = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} \quad 3.54$$

Cada componente pode ser calculada separadamente através de,

$$(SNR)_{in} = \frac{\Re P_s^{in}}{2q \Delta f} \quad 3.55$$

$$(SNR)_{out} = \frac{G P_s^{in}}{4h\nu \Delta f n_{sp} (G - 1) + 1} \quad 3.56$$

logo a expressão resultante da figura de ruído toma a forma,

$$F_n = \frac{1 + 2n_{sp}(G - 1)}{G} \quad 3.57$$

quanto mais baixa for a figura de ruído melhor será o sistema de comunicações ópticas [4, 8, 25] [28].

3.6 SIMULAÇÃO PARA DIFERENTES CONFIGURAÇÕES DE UM EDFA

Neste subcapítulo serão apresentadas algumas simulações criadas com o intuito de melhor perceber o funcionamento de um amplificador de fibra dopada, neste caso, com íons de Érbio com diferentes características e parâmetros. Os programas usados para realizar estas simulações foram, o *VPIphotonics*[®] e o *Optisystem 7*[®] da *Optiwave Software*[®].

O modelo usado por estes programas que permite simular as características de um determinado esquema de amplificação é o descrito por Giles e Desurvire em [18]. Este modelo é desenvolvido com base no uso do sistema de dois níveis para a fibra dopada com Érbio. Conhecendo os parâmetros que caracterizam um amplificador de fibra dopada, como por exemplo, o coeficiente de absorção, α_k , coeficiente de ganho e o parâmetro de saturação da fibra, ζ é possível determinar as expressões de propagação de um sinal assim como as expressões que indicam a densidade populacional média dos níveis considerados, expressões 3.58 e 3.59.

$$\frac{dP_k(z)}{dz} = u_k P_k(z) \left(g(v_k) + \alpha_k(v_k) \frac{\bar{n}_2}{\bar{\rho}} - \alpha_k(v_k) - l_k \right) + u_k P_{0k} g(v_k) \frac{\bar{n}_2}{\bar{\rho}} \quad 3.58$$

$$\frac{\bar{n}_2}{\bar{\rho}}(z) = \frac{\sum_{k=1}^N \frac{P_k(z) \alpha_k v_k}{h v_k \zeta}}{1 + \sum_{k=1}^N \frac{P_k(z) (\alpha_k(v_k) + g(v_k))}{h v_k}} \quad 3.59$$

Onde os termos de absorção e ganho podem ser calculados por,

$$\alpha_k(\lambda_k) = \Gamma(\lambda_k) \bar{\rho} \sigma_{12}(\lambda_k) \quad 3.60$$

$$g(\lambda_k) = \Gamma(\lambda_k) \bar{\rho} \sigma_{21}(\lambda_k) \quad 3.61$$

os parâmetros v_k e l_k representam respectivamente a frequência e atenuação do sinal [29].

O esquema do amplificador criado com vista ao estudo das características de um EDFA é apresentado na figura 10.

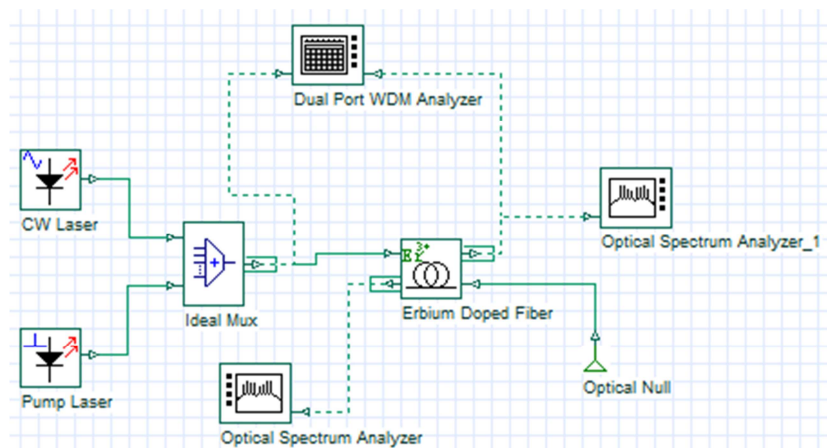


Figura 10 - Esquema usado para simular um amplificador de fibra dopada com Érbio.

Nesta montagem foi usada fibra dopada com Érbio assim como duas fontes laser, uma que serviu com fonte óptica de bombeamento e outra que permitiu simular o sinal que se pretende amplificar. Para além disso, também foram usados analisadores de espectros, OSA (*Optical Spectrum Analyzer*) assim como um analisador WDM de dupla entrada que possibilitou calcular o ganho e a figura de ruído produzido pelo sistema de amplificação. Como comprimento de onda do laser CW (*Continuous Wave*) usou-se o valor de 1550 nm , e para a bomba de bombeamento 980 nm . No caso da fibra dopada com Érbio, como raio do núcleo usou-se $2.2\text{ }\mu\text{m}$, densidade de iões de Érbio de $1 \times 10^{25}\text{ m}^{-3}$ e o tempo de vida destes, 10 ms .

As primeiras simulações criadas consistiam no estudo da variação do ganho com a potência para diferentes comprimentos do meio activo, figura 11.

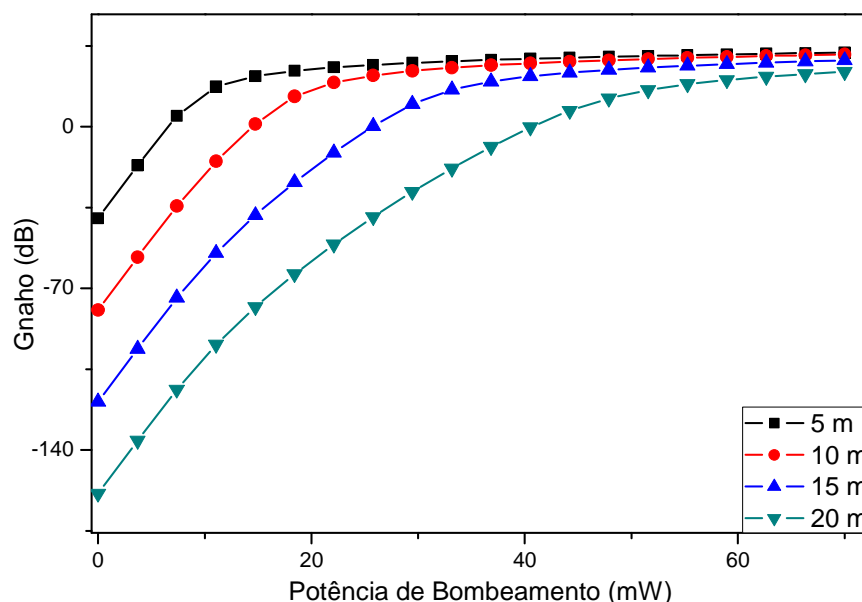


Figura 11 - Espectro do ganho em função da potência de bombeamento para diferentes comprimentos de fibra dopada.

Verifica-se, através de uma análise da figura anterior, que o ganho para os comprimentos de fibra usada, apresentam o mesmo comportamento, isto é, tem um crescimento exponencial com o aumento da potência de bombeamento até um certo

ponto, apresentando posteriormente um ligeiro crescimento. É possível observar o comportamento descrito analisando a curva de ganho para uma fibra dopada com 5 metros de comprimento. Observa-se também que quanto maior for o comprimento do meio activo, e consequentemente maior a quantidade de iões, a estabilização do ganho irá ocorrer para maiores potências de bombeamento. Este comportamento deve-se ao facto de que para baixas potências de bombeamento, os iões não se encontram todos no estado excitado, o que permite que ao se aumentar a potência de bombeamento seja possível excitar ainda mais iões levando ao aumento do ganho. Quando todos os iões se encontram no estado excitado, um aumento da potência não terá influência na variação do ganho pois não existem mais iões no estado fundamental para serem excitados. Inicialmente o ganho é negativo pois vai ocorrer atenuação do sinal, isto porque, só é possível observar ganho quando a emissão estimulada for superior à absorção.

No caso de se realizar um estudo da variação do ganho com o comprimento da fibra para diferentes potências de bombeamento, figura 12, verifica-se que inicialmente ocorre um aumento deste, sendo o seu valor máximo, o valor óptimo para o comprimento da fibra considerado. Isto é, no caso de se fazer bombeamento com uma potência de, por exemplo 30 *mW*, o comprimento ideal do amplificador seria aproximadamente 5 *m*.

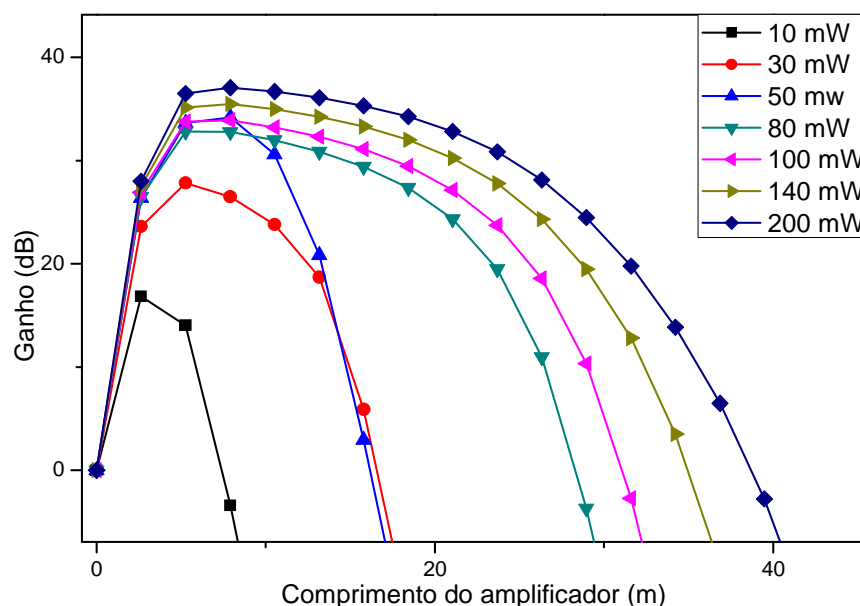


Figura 12 - Espectro da variação do ganho com o aumento do comprimento da fibra para diferentes potências de bombeamento.

A ocorrência deste fenómeno deve-se à absorção por parte do meio activo do sinal amplificado, isto porque, para comprimentos muito elevados, acima do comprimento ideal do amplificador, a parte final deste não é devidamente amplificada, levando assim a que os iões não sejam totalmente excitados o que vai originar uma absorção de sinal. É possível observar este efeito no espectro indicado anteriormente através do rápido decaimento do ganho.

A não inversão total de população leva a um aumento exponencial da figura de ruído, figura 13.

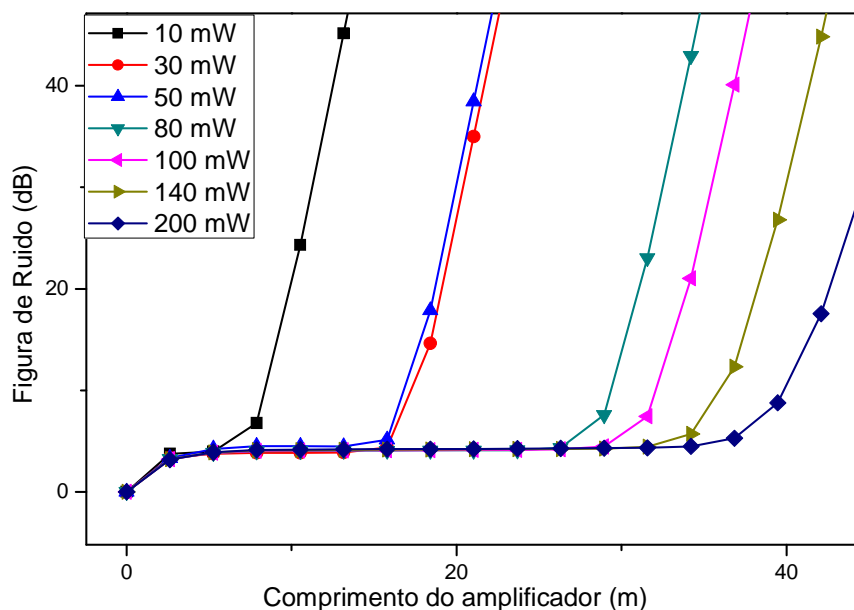


Figura 13 - Espectro da variação da figura de ruído com o comprimento do amplificador para diferentes potências de bombeamento.

Tendo em conta os factos indicados anteriormente, em que o ganho tende a ser constante a partir de determinada potência de bombeamento e que existe um comprimento ideal do amplificador, conclui-se que para se obter um melhor sistema de amplificação é necessário escolher cuidadosamente tanto o comprimento do meio assim com a potência de bombeamento, pois a variação de um destes dois parâmetros, leva a uma perda de desempenho por parte do sistema de amplificação.

Outro tipo de simulação realizada foi o estudo de eficiência de bombeamento usando duas fontes, uma fonte de 980 nm e outra de 1480 nm. A amplificação fornecida a estes esquemas foi realizada através de duas configurações distintas, uma com bomba co-propagante e outra com bomba contra-propagante.

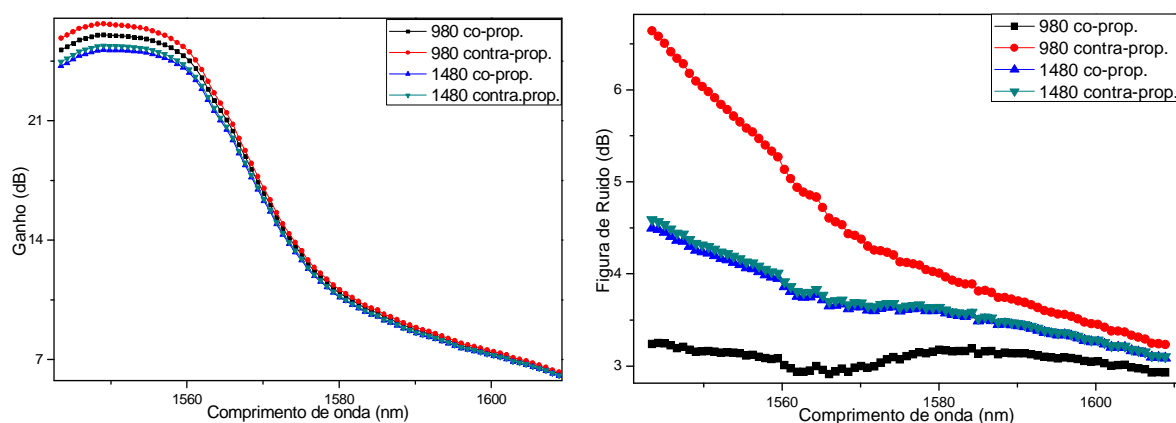


Figura 14 - Espectros do ganho e de figura de ruído no caso de bombeamento com bombas de 980 nm e 1480 nm co-propagantes ou contra-propagantes.

Através dos dados obtidos nas simulações realizadas para os casos de se usaram bombas co-propagantes ou contra-propagantes com comprimentos de onda de

bombeamento de 980 nm e 1480 nm, figura 14, verifica-se que no caso dos espectros do ganho, o esquema que proporciona maior ganho é o que é bombeado a 980 nm contra-propagante seguido do co-propagante. Apesar de esse sistema apresentar maior ganho não é o melhor para ser usado num sistema de amplificação pois apresenta também maior figura de ruído, sendo mesmo superior ao uso de bombas de 1480 nm. Também se pode concluir, analisando o espectro de figuras de ruído que, no caso de se ter um sistema com bombeamento contra-propagante este vai apresentar maior ruído que no caso de co-propagante para o mesmo comprimento de onda, devido à baixa inversão à entrada do amplificador. Isto porque, o bombeamento foi feito no fim do amplificador levando a que o sinal de bombeamento seja baixo no início do sistema de amplificação, sendo assim produzido ruído à entrada do amplificador juntamente com o sinal que será amplificado ao longo do sistema.

A explicação física para a diferença de desempenho relativamente às bombas de 980 nm e 1480 nm deve-se principalmente à diferença de níveis de excitação dos iões. Tendo em conta a figura 5b), verifica-se que para 980 nm correspondente à absorção entre os níveis $^4I_{15/2}$ e $^4I_{11/2}$, o amplificador apresenta uma elevada secção eficaz e ausência de emissão espontânea assim como ESA, pois a emissão de fótons de sinal amplificados ocorre entre os níveis $^4I_{13/2}$ e $^4I_{15/2}$. O mesmo não acontece com o bombeamento a 1480 nm, neste caso, a absorção de radiação vai ocorrer entre os dois níveis de mais baixa energia, $^4I_{15/2}$ e $^4I_{13/2}$, podendo ser descrito como um sistema de dois níveis de energia. A desvantagem de um sistema deste género prende-se com o facto de não ocorrer total inversão de população devido à secção eficaz de emissão, comparativamente à secção eficaz de absorção, ser muito baixa, o que vai originar um aumento de ruído no sistema de amplificação [16].

Capítulo 4

Amplificadores Raman

4.1 INTRODUÇÃO

Os amplificadores Raman devem o seu nome ao físico Chandrasekhara Venkata Raman pois foi este que descobriu o efeito de dispersão Raman em 1928, recebendo mais tarde, em 1930, o prêmio Nobel da Física por esta descoberta. O verdadeiro estudo sobre a aplicação deste efeito como meio de amplificação de um sinal surgiu nos anos 70 por R.H. Stolen e E.P. Ippen, embora este fenômeno não linear até há pouco tempo tenha sido considerado o principal efeito limitador em telecomunicações. Apesar de estes amplificadores surgirem na mesma altura dos amplificadores de fibra dopada, estes não foram aplicados em sistema *WDM*, ao contrário dos *EDFA*'s, pois necessitavam de fontes de elevada potência para funcionarem, e até essa altura a tecnologia de fontes laser não era capaz de a fornecer. Mais tarde, em 1990, com o desenvolvimento da tecnologia de lasers de elevada potência estes tornaram-se atractivos para aplicação em redes de telecomunicações de longa distância. Para além disso, a dispersão Raman é usualmente usada para determinar informação química e estrutural de compostos no estado líquido, gasoso ou sólido pois cada átomo tem uma forma própria de reacção física, isto é, ao fazer-se incidir um feixe laser sobre esse composto, com comprimento de onda conhecido, é possível observar um espectro constituído por vários picos com uma determinada posição espectral característica dos átomos de cada composto [8, 30].

O princípio físico responsável por esta amplificação é denominado dispersão Raman estimulada (*SRS - Stimulated Raman Scattering*) e ocorre na mesma fibra óptica que é usada para transmissão de sinal. A diferença de princípio de funcionamento entre estes amplificadores e os *EDFA*'s é que nestes, ocorre transferência de energia entre fótons, ou seja, dos fótons mais energéticos para os de mais baixa energia, sendo o excesso dessa energia libertado sob a forma de vibrações moleculares, denominadas fonões. No caso dos *EDFA*'s, como descrito no capítulo anterior, ocorre emissão estimulada em que um fóton incidente dá origem a outro fóton com as mesmas características físicas [30, 31].

Comparando os amplificadores de fibra dopada com os amplificadores Raman verifica-se que estes apresentam algumas vantagens comparativamente aos primeiros, para além de usarem como meio de amplificação a fibra óptica onde ocorre transmissão do sinal, estes não estão limitados a amplificarem em determinadas bandas. Outra vantagem interessante que estes apresentam, é que o ganho de amplificação é proporcional à intensidade de bombeamento. Para além destas vantagens, convém referir que também existem algumas desvantagens que convém ser discutidas, como a necessidade de usar bombas de elevada potência, a baixa eficiência de conversão fotónica e transferência de potência de comprimentos de onda mais baixos para comprimentos de onda elevados [30-32].

4.2 DISPERSÃO E AMPLIFICAÇÃO RAMAN

Quando ocorre interacção de radiação electromagnética, *REM*, com a matéria e considerando que esta é descrita por fotões ou quantas de energia, podem ocorrer vários fenómenos. Estes podem ser absorvidos, dispersos ou não sofrerem qualquer interacção. A absorção, como visto no capítulo anterior, caracteriza-se pela ocorrência de uma transição, por parte de uma molécula, do nível fundamental para o nível excitado, ou seja, o fotão incidente tem energia igual à diferença de energia entre os estados de transição considerados. No caso de dispersão esta pode ser elástica ou inelástica. No primeiro caso não ocorre transferência de energia entre a *REM* e o material, isto é, $v_{emitida} = v_{incidente}$, sendo esta caracterizada de dispersão de Rayleigh ou Mie consoante o tamanho das partículas. Quando estas são muito inferiores ao comprimento de onda da *REM* é observada dispersão de Rayleigh, caso contrário, observa-se dispersão de Mie. Relativamente à dispersão inelástica, em que ocorre transferência de energia entre a *REM* e o material, podem ocorrer vários efeitos, nomeadamente, dispersão de Brillouin, de Raman ou de Compton. No capítulo em questão será feito um estudo da dispersão Raman [33].

A dispersão Raman pode ser caracterizada como a interacção de radiação de uma determinada frequência com a matéria, em que a energia do fotão incidente é inferior à energia de *gap* entre estados electrónicos seguidos. Este facto origina a criação de um estado electrónico virtual pouco estável levando a uma rápida emissão radiactiva de um fotão.

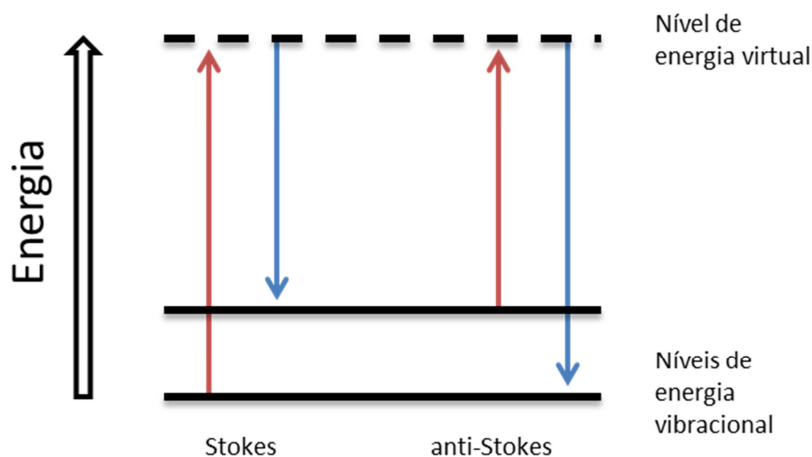


Figura 15 - Diagrama dos processos de dispersão de Raman, Stokes e anti-Stokes.

Considerando o diagrama apresentado na figura anterior, ao ser feita a incidência de um fotão de bombeamento de energia $h\nu_p$ podem observar-se várias transições. À temperatura ambiente a maioria das moléculas estão no estado de mais baixa energia vibracional, ao ocorrer interacção com o fotão, esta vai transitar para o estado virtual decaindo rapidamente para um estado de mais baixa energia. Se esta regressar ao estado inicial ocorre dispersão de Rayleigh, como indicado anteriormente, e o fotão emitido tem igual característica ao fotão incidente. Caso o decaimento da molécula não ocorra para o estado inicial, no qual se iniciou a transição, mas sim para um estado vibracional de energia mais elevada, o processo de dispersão Raman é denominado Stokes. Neste caso,

é gerado um fóton com energia inferior ao fóton incidente, $h\nu_s < h\nu_p$. No caso de a molécula se encontrar num nível vibracional que não o fundamental, que pode ocorrer para elevadas temperaturas, pode observar-se o processo de dispersão Raman anti-Stokes, em que a molécula depois de decair do estado virtual emitindo um fóton com energia superior ao incidente, $h\nu_s > h\nu_p$, vai para o estado fundamental, logo para o estado de mais baixa energia que o inicial. Devido à necessidade de se encontrarem moléculas em estados vibracionais excitados para ocorrer o processo anti-Stokes, este apresenta menor intensidade que o processo Stokes [30, 31].

O efeito responsável pela amplificação de um sinal quando é usada a dispersão Raman é denominado dispersão Raman estimulada, *SRS (Stimulated Raman Scattering)*. A existência deste efeito deve-se à conversão por parte de um fóton de bombeamento, num segundo fóton de sinal com as mesmas características do primeiro, sendo que a energia excedente produz um fóton óptico, figura 16. Isto é possível se o sinal de bombeamento exceder o valor mínimo do limiar de Raman e se existir uma relação entre as frequências entre os dois sinais. A diferença entre estes níveis vibracionais determina a variação de frequência entre os sinais assim como a forma da curva de ganho Raman [30, 31].

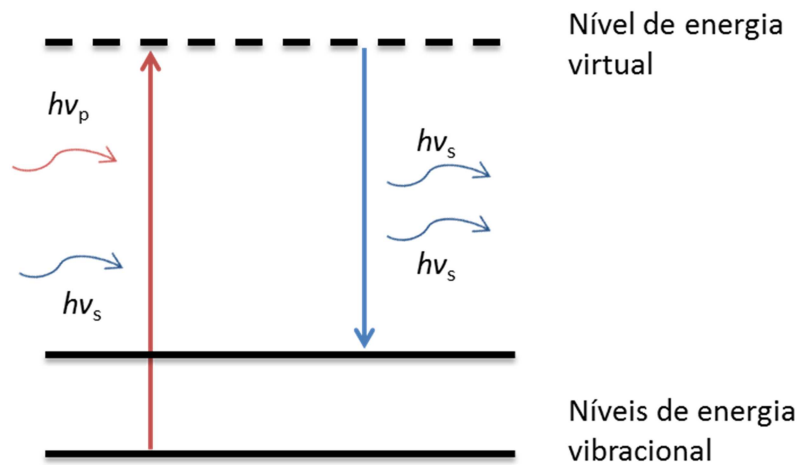


Figura 16 - Diagrama exemplificativo de amplificação Raman estimulada.

Um dos parâmetros mais importantes que caracteriza um amplificador é o coeficiente de ganho Raman, g_R , pois descreve o aumento do processo de dispersão Stokes à medida que ocorre um aumento da potência de bombeamento. Considerando ondas contínuas ou quase contínuas, este aumento pode ser caracterizado por,

$$\frac{dI_s}{dz} = \gamma_R(\Omega) I_p I_s \quad 4.1$$

onde $\gamma_R(\Omega)$ está directamente relacionado com o coeficiente de ganho de Raman e Ω representa o desvio de Raman entre as frequências de bombeamento e de sinal, $\Omega = \omega_p - \omega_s$, tendo cada uma destas frequências, respectivamente, intensidades de I_p e I_s [30].

O espectro do coeficiente de ganho do amplificador Raman em fibras de sílica é representado na figura seguinte,

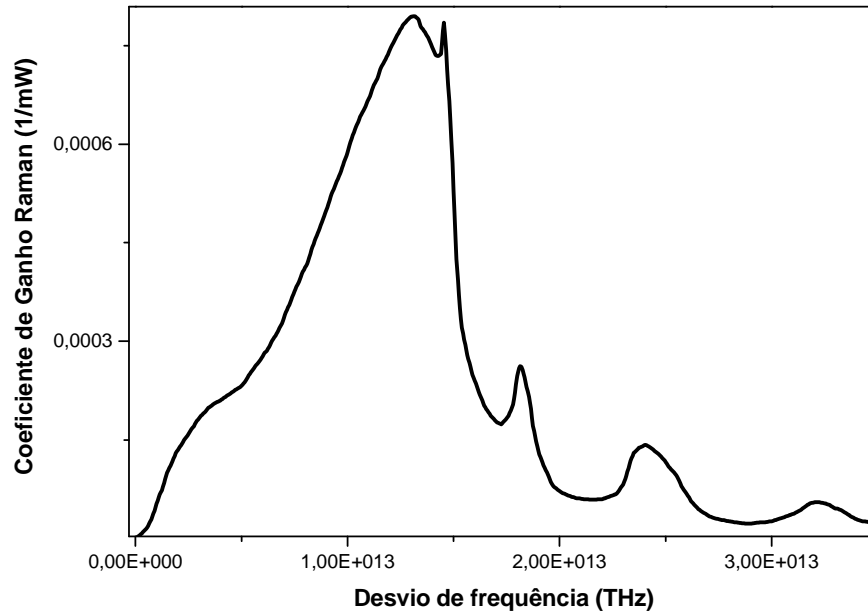


Figura 17 - Espectro do coeficiente de Raman em função do desvio de frequência.

através de uma análise a este espectro, verifica-se que o amplificador apresenta ganho ao longo de uma banda de frequências bastante elevada, aproximadamente de 40 THz, apresentando um máximo próximo dos 13.2 THz, que corresponde a 100 nm na região de 1,55 μm . Esta variação do coeficiente ao longo do desvio de frequência está relacionada com o tipo de material onde ocorre o efeito de dispersão Raman. Neste caso, fibra óptica de sílica, como esta é um material amorfo, as frequências dos modos vibracionais desdobam-se em bandas que se sobrepõem formando um contínuo de frequências permitindo assim uma larga banda de amplificação [30].

Considerando uma fibra monomodo e que o perfil espacial, tanto do feixe do sinal e de bombeamento, não se altera ao longo da fibra, a potência óptica total ao longo da fibra, para os dois feixes, pode ser descrita por,

$$P_p(z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} I_p(x, y, z) dx dy \quad 4.2$$

$$P_s(z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} I_s(x, y, z) dx dy \quad 4.3$$

tendo em conta estas expressões assim como a expressão 4.1 é possível reescrever esta em função das potências definidas anteriormente, ficando da forma,

$$\frac{dP_s}{dz} = \left(\frac{\gamma_R}{A_{eff}} \right) P_p P_s \equiv g_R P_p P_s \quad 4.4$$

onde o termo A_{eff} indica a área efectiva e pode ser calculada por,

$$A_{eff} = \frac{(\iint_{-\infty}^{+\infty} I_p(x, y, z) dx dy)(\iint_{-\infty}^{+\infty} I_s(x, y, z) dx dy)}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I_p(x, y, z) dx dy I_s(x, y, z) dx dy} \quad 4.5$$

esta expressão pode ser simplificada se for considerado que o perfil do campo do modo, $F(x, y)$, é igual para ambos os sinais, tanto de bombeamento como de sinal a amplificar,

$$A_{eff} = \frac{(\int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad 4.6$$

posteriormente, fazendo a aproximação de $F(x, y)$ a uma função gaussiana da forma,

$$F(x, y) = \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{r^2} \right] \quad 4.7$$

onde o termo r é o raio do modo do campo e calculando a expressão 4.6 verifica-se que esta pode ser escrita da forma,

$$A_{eff} \approx \pi r^2 \quad 4.8$$

tendo em conta que o raio do modo do campo é uma característica intrínseca de cada fibra, verifica-se que a área efectiva pode ter valores compreendidos entre 10 a 100 μm^2 [30]. Outro aspecto interessante reside no facto de que quanto menor for a área efectiva, maior será o coeficiente de ganho, esta relação pode ser verificada pela expressão 4.9.

$$g_R \equiv \frac{\gamma_R}{A_{eff}} \quad 4.9$$

A título de exemplo, e para verificar a relação anterior, considera-se três tipos de fibra, DCF (*Dispersion Compensating Fiber*), NZDF (*Nonzero dispersion fiber*) e SLA (*Superlarge area*) com áreas efectivas respectivamente de 15, 55 e 105 μm^2 , o espectro do ganho em função do desvio de frequência para os três tipos de fibra com bombeamento a 1,45 μm é o representado na figura 18 [30, 31, 34].

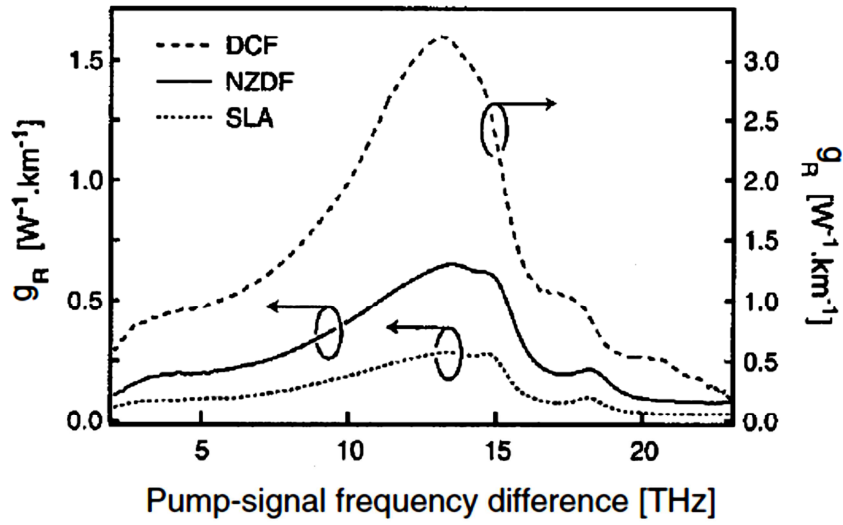


Figura 18 - Espectro do coeficiente de ganho em função do desvio Raman para três tipos de fibra óptica com diferentes áreas efectivas para um bombeamento a 1450 nm [30].

4.3 EQUAÇÕES GERAIS DE BOMBEAMENTO

Os amplificadores Raman podem tomar várias configurações, dependendo dos requisitos dos sistemas a aplicar, estes podem ser bombeados com uma ou várias bombas, sendo que nas configurações em que é apenas usada uma bomba esta pode ser co-propagante ou contra-propagante. Neste subcapítulo serão apresentadas as equações de bombeamento que descrevem tanto as configurações com apenas uma ou várias bombas.

Nos sistemas de amplificação Raman em que é apenas usada uma bomba de bombeamento co ou contra-propagante, as expressões que descrevem as potências tanto do sinal como de bombeamento podem ser descritas por,

$$\frac{dP_s}{dz} = g_R P_p P_s - \alpha_s P_s \quad 4.10$$

$$\xi \frac{dP_p}{dz} = \frac{w_p}{w_s} g_R P_p P_s - \alpha_p P_p \quad 4.11$$

Os termos α_s e α_p representam respectivamente as perdas nos comprimentos de onda de sinal de Stokes e da bomba e o termo ξ indica o sinal da função consoante o tipo de bombeamento, no caso de ser co-propagante é positivo, caso contrário é negativo. No caso de ausência de atenuação, ou seja, ($\alpha_s = \alpha_p = 0$) é possível reescrever as expressões anteriores na forma, [30],

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{P_s}{w_s} + \xi \frac{P_p}{w_p} \right) = 0 \quad 4.12$$

Considerando que não ocorre depleção do sinal de bombeamento, isto é, $g_R=0$ e que se tem um esquema de amplificação co-propagante é possível obter uma expressão simplificada da potência de bombeamento, sendo esta da forma,

$$P_p(z) = P_0 \exp(-\alpha_p z) \quad 4.13$$

onde P_0 representa a potência de bombeamento de entrada na fibra. Substituindo esta na equação 4.10 obtém-se,

$$\frac{dP_s}{dz} = g_R P_0 \exp(-\alpha_p z) P_s - \alpha_s P_s \quad 4.14$$

integrando esta expressão, é possível obter a potência de bombeamento ao longo da fibra de comprimento L ,

$$P_s(L) = P_s(0) \exp(g_R P_0 L_{eff} - \alpha_s L) \equiv G(L) P_s(0) \quad 4.15$$

onde o termo $G(L)$ indica o ganho do sinal. Através desta expressão, verifica-se que devido à absorção do sinal de bombeamento o comprimento de amplificação inicial, L foi reduzido para L_{eff} . O termo do comprimento eficaz da fibra é definido por,

$$L_{eff} = \frac{[1 - \exp(-\alpha_p L)]}{\alpha_p} \quad 4.16$$

No caso de um sistema com bombas contra-propagantes, a expressão que define a variação de potência ao longo do guia de onda, equação 4.11, torna-se negativa. Apesar disto, a expressão final para este caso é igual à obtida em 4.15, o que leva a concluir que para determinadas potências de bombeamento a potência do sinal amplificado vai ser igual tanto em configurações co ou contra-propagantes [8, 30].

Conhecendo as expressões de potência dos dois sinais, e tendo em conta que o ganho num amplificador Raman é definido como sendo o ganho *on-off*, que consiste na razão entre a potência do sinal de Stokes com e sem sinal de bombeamento, é possível escrever esta expressão da forma,

$$G_A = \frac{P_s(L)^{pump\ on}}{P_s(L)^{pump\ off}} = \exp(g_R P_0 L_{eff}) \quad 4.17$$

a figura seguinte demonstra a variação do ganho com a potência de bombeamento.

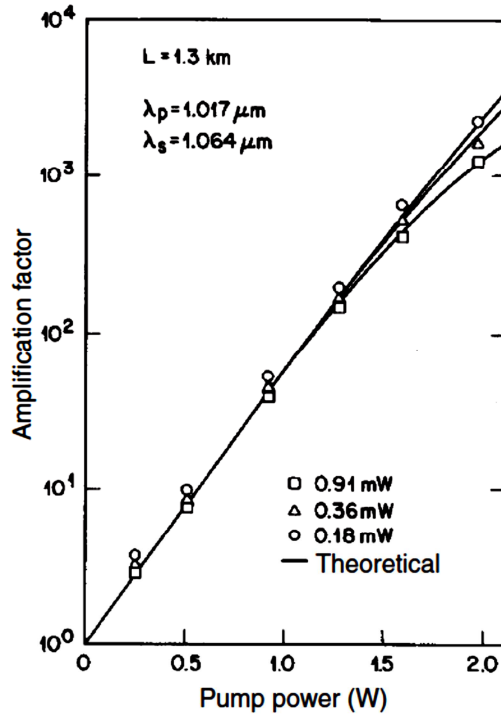


Figura 19 - Variação do ganho de um amplificador Raman com a potência de bombeamento, para três potências de sinal [30].

Verifica-se que para potências de sinal de bombeamento superiores a 1 W o factor de amplificação começa a afastar-se do seu comportamento exponencial devido à saturação de ganho. Esta saturação pode ocorrer devido a dois princípios distintos, a uma redução da potência de bombeamento, ou se esta for constante, a um aumento da potência de sinal. Considerando que as perdas de sinal de Stokes e da bomba são iguais, $\alpha_s = \alpha_p = 0$, é possível calcular a saturação de ganho através de,

$$G_s = \frac{1 + r_0}{r_0 + G_A^{-(1+r_0)}} \quad 4.18$$

onde o termo r_0 , que representa o quociente entre a potência de sinal e de bombeamento, pode ser calculado pela expressão 4.19 [8, 30].

$$r_0 = \frac{w_p P_s(0)}{w_s P_p(0)} \quad 4.19$$

Como referido anteriormente, também é possível criar sistemas de telecomunicações constituídos por vários amplificadores Raman. Isto é possível, pois ao contrário dos EDFA's, estes amplificadores não estão limitados a pequenas bandas de transmissão. Isto permite aumentar a gama de amplificação assim como obter ganho óptico mais equalizado. Este facto advém do uso de comprimentos de onda diferentes para cada bomba, o que vai levar a uma sobreposição dos vários perfis do ganho de cada uma, figura 20,[31].

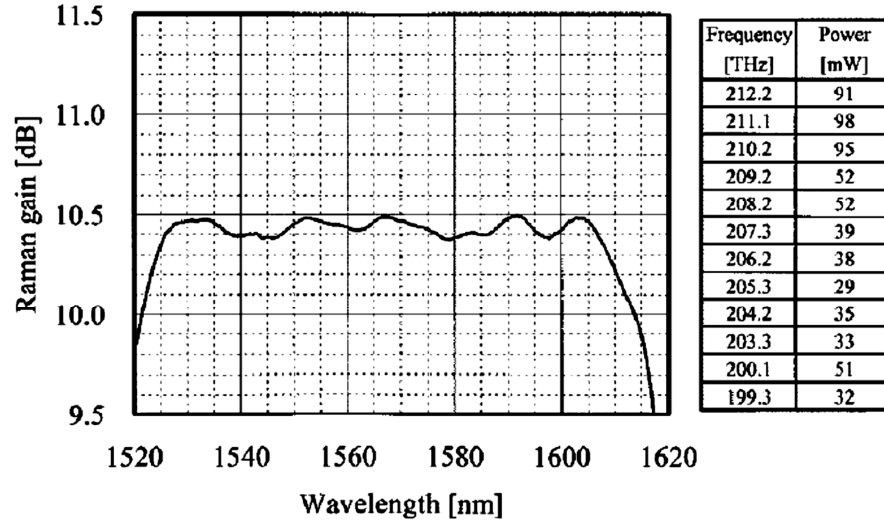


Figura 20 - Espectro do ganho de um amplificador Raman com o uso de 12 bombas laser [30].

Um factor a ter em consideração num sistema de amplificação de vários amplificadores Raman consiste na possibilidade de interacção entre o sinal das várias bombas. Isto porque, pode ocorrer transferência de potência entre bombas de menor comprimento de onda para as bombas de maior comprimento de onda. Este sistema pode ser descrito pela expressão 4.20, que para além de considerar a interacção entre as potências de bombeamento, considera também, a retro-dispersão de Rayleigh através dos parâmetros α e α_r , assim como, a dispersão Raman espontânea tanto co-propagante ou contra-propagante, através da introdução do factor de multiplicação 4.

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_f(v)}{dz} = & \int_{\mu > v} g_R(\mu, v) [P_f(\mu) + P_b(\mu)] \times [P_f(v) + 2h\nu n_{sp}(\mu - v)] d\mu \\
 & - \int_{\mu > v} g_R(\mu, v) [P_f(\mu) + P_b(\mu)] \times [P_f(v) + 4h\nu n_{sp}(\mu - v)] d\mu \\
 & - \alpha(v)P_f(v) + f_r \alpha_r P_b(v)
 \end{aligned} \tag{4.20}$$

os termos μ e v denotam frequências ópticas, e os índices f e b , o caso de propagação de ondas co-propagantes ou contra-propagantes. O termo n_{sp} pode ser calculado através de,

$$n_{sp}(\Omega) = \left[1 - \exp\left(-\frac{h\Omega}{k_B T}\right) \right]^{-1} \tag{4.21}$$

onde T indica a temperatura absoluta do amplificador [30].

4.4 FONTES DE RUÍDO EM AMPLIFICADORES RAMAN

Como todos os amplificadores, os amplificadores Raman também apresentam geração de ruído que limita o seu desempenho como amplificador. Neste tipo de sistemas existem três tipos de factores que limitam a amplificação, a emissão Raman espontânea, a dupla dispersão de Rayleigh e a transferência de ruído da bomba para o sinal devido às flutuações de potência da bomba.

A emissão Raman espontânea vai contribuir para a degradação o sinal através da geração de fótons de fase aleatória. Devido aos fótons provenientes de ruído não apresentarem a mesma fase que os fótons do sinal é necessário escrever uma expressão que descreva estes dois campos ópticos,

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{g_R}{2} P_p(z) A_s - \frac{\alpha_s}{2} A_s + f_n(z, t) \quad 4.22$$

onde A_s é o campo do sinal que pode ainda ser definido por, $P_s = |A_s|^2$, P_p a potência de bombeamento e $f_n(z, t)$ a fonte de ruído Langevin que tem em consideração o ruído adicionado através de dispersão Raman espontânea. Integrando esta expressão é possível obter o valor do campo de sinal,

$$A_s(L) = \sqrt{G(L)} A_s(0) + a_{ASE}(t) \quad 4.23$$

onde o valor total do ruído acumulado devido à dispersão Raman espontânea é,

$$a_{ASE}(t) = \sqrt{G(L)} \int_0^L \frac{f_n(z, t)}{\sqrt{G(z)}} dz \quad 4.24$$

o valor do ganho, considerando este ruído, ao longo da fibra pode ser calculado pela equação 4.25 [30].

$$G(z) = \exp \left(\int_0^z [g_R P_p(z) - \alpha_s] dz \right) \quad 4.25$$

Outros dois parâmetros importantes, para descrever o ruído do amplificador, como já analisado no capítulo anterior para o caso de amplificadores de fibra dopada, é a relação óptica sinal-ruído, $OSNR$, e a figura de ruído. No caso da $OSNR$, razão entre a potência do sinal óptico e a potência de ruído, esta pode ser calculada através da seguinte expressão,

$$OSNR = \frac{P_s(L)}{P_{ASE}(L)} = \frac{P_s(0)G_L}{P_{ASE}(L)} \quad 4.26$$

onde o parâmetro $P_s(0)$, como indicado anteriormente, representa a potência de sinal antes de ser amplificado. A figura de ruído que caracteriza a degradação do sinal devido ao ruído pode ser calculada através da expressão 3.54. Neste caso, a relação sinal-ruído de entrada é dada por,

$$(SNR)_{in} = \frac{\langle I_d \rangle^2}{\sigma_s^2} = \frac{\langle \Re P_{in} \rangle^2}{\sigma_s^2} \quad 4.27$$

onde o parâmetro σ_s^2 é calculado por,

$$\sigma_s^2 = 2q(\Re P_{in})\Delta f \quad 4.28$$

O termo da relação sinal-ruído do sinal amplificado, após se ter em consideração, a contribuição da ASE como ruído no receptor, é dado por,

$$(SNR)_{out} = \frac{(\Re G_L P_{in})^2}{G_L \sigma_s^2 + \sigma_b^2} \quad 4.29$$

Tendo em conta os termos calculados anteriormente, tanto a relação sinal-ruído do sinal de entrada e a relação sinal-ruído do sinal amplificado, é possível determinar a expressão da figura de ruído, expressão 4.30 [30, 31].

$$F_n = \frac{1}{G_L} \left(1 + \frac{\sigma_b^2}{G_L \sigma_s^2} \right) = 2n_{sp} g_R \int_0^L \frac{P_p(z)}{G(z)} dz + \frac{1}{G_L} \quad 4.30$$

A outra fonte de ruído, como referido, é a dupla dispersão de Rayleigh. Este fenómeno de geração de ruído deve-se principalmente às imperfeições microscópicas ao longo do guia de onda. Considerando um sinal co-propagante, este ao atravessar o guia de onda num local de flutuação de densidade (z_2), perde parte do seu sinal por reflexão levando a que este se propague em sentido diferente do inicial. Se, por sua vez, o sinal já reflectido sofrer uma nova reflexão (z_1), este vai propagar-se novamente no sentido do sinal que lhe deu origem [30, 32].

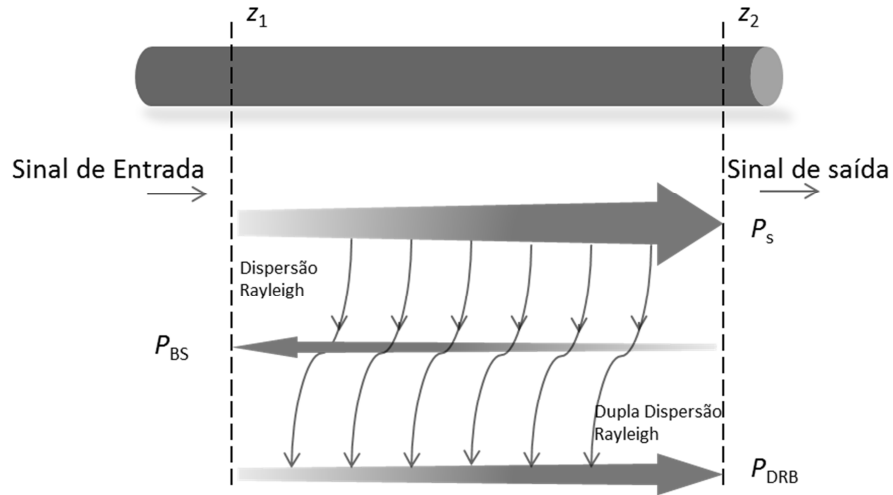


Figura 21 - Representação esquemática da dupla dispersão de Rayleigh. P_{BS} e P_{DRB} são respectivamente, as potências da dispersão de Rayleigh e a dupla dispersão de Rayleigh [30, 32].

O esquema aqui apresentado representa apenas uma pequena parte de um guia de onda. Se for considerado um guia de onda normal, com alguns quilômetros, este efeito ocorre em todo o seu comprimento levando a uma soma de todas as contribuições que ocorrem em cada flutuação de densidade, este efeito também pode ser denominado *MPI* (*Multiple-Path Interference*) [30].

A potência dos sinais de dispersão Rayleigh e de dupla dispersão de Rayleigh ao longo da fibra podem ser calculadas através de,

$$-\frac{dP_{BS}}{dz} = \frac{w_p}{w_s} g_p P_p P_{BS} - \alpha_s P_{BS} + \alpha_R S (P_s - P_{DRB}) \quad 4.31$$

$$-\frac{dP_{DRB}}{dz} = \frac{w_p}{w_s} g_p P_p P_{DRB} - \alpha_s P_{DRB} + \alpha_R S P_{BS} \quad 4.32$$

onde α_R é o coeficiente de dispersão de Rayleigh e S é o coeficiente de captura da dispersão de Rayleigh que é proporcional a $1/A_{eff}$ [30].

A terceira fonte de ruído, transferência de ruído da fonte para o sinal, deve-se às flutuações que ocorrem na frequência da bomba pois o processo de ganho Raman é muito rápido, tipicamente menor que 1 ps , originando assim flutuações na potência de sinal. Este tipo de ruído também pode ser denominado *RIN* (*Relative Intensity Noise*). A quantidade de ruído que é transferido da bomba para o sinal depende da forma como é feito o bombeamento do amplificador Raman. No caso dos amplificadores Raman em que são usadas bombas co-propagantes o ruído gerado é muito maior que no caso de se usar bombas contra-propagantes. Na primeira situação, como o sinal de bombeamento e o sinal a amplificar viajam na mesma direção, e à mesma velocidade, qualquer flutuação que ocorra é transferida para o sinal a amplificar. No caso do uso de bombas contra-propagantes, como os sinais viajam em sentidos opostos, as flutuações que ocorrem ao longo da fibra do sinal de bombeamento tendem a estabilizar levando a que o ruído gerado neste esquema seja bastante menor.

4.5 POSSÍVEIS CONFIGURAÇÕES DE AMPLIFICADORES RAMAN

Os amplificadores Raman podem ter várias configurações e serem usados de várias formas em sistemas de telecomunicações. Estes podem ser denominados amplificadores Raman discretos ou distribuídos.

Os amplificadores Raman distribuídos, *DRA*, caracterizam-se por usar como meio de amplificação a fibra na qual é propagado o sinal, sendo o sinal a ser amplificado transmitido na fibra juntamente com o sinal de bombeamento. No caso dos amplificadores Raman discretos, a amplificação ocorre num determinado espaço de fibra óptico sendo depois o sinal amplificado transmitido na rede de telecomunicação [30, 32].

Comparando estes métodos de amplificação, verifica-se que no caso dos *DRA*'s, a potência de sinal é muito menor que no outro método, o que permite obter menores efeitos não lineares levando assim à obtenção de uma melhor *SNR*. Outra vantagem importante reside no facto de o ganho ocorrer ao longo do sistema de amplificação possibilitando assim projectar sistemas de telecomunicações de maiores dimensões. Relativamente ao esquema de amplificação que faz uso de amplificadores Raman discretos, verifica-se que é possível obter um melhor desempenho a nível de bombeamento pois, como a amplificação do sinal ocorre localmente e não ao longo de uma rede de telecomunicação, é possível usar fibra de alto ganho como meio de amplificação [30, 32].

Existem três formas distintas de fornecer bombeamento a estes amplificadores. No caso de a bomba de bombeamento fornecer sinal no mesmo sentido que o sinal a amplificar, o sistema é denominado co-propagante, caso contrário, o sinal de bombeamento for transmitido em sentido contrário ao sinal a amplificar o sistema é denominado contra-propagante. No caso de ser fornecido sinal de bombeamento nos dois sentidos a configuração do sistema é denominada bidireccional.

Na configuração de bombeamento co-propagante, como referido anteriormente, tanto o sinal a amplificar como o sinal de bombeamento viajam no mesmo sentido, levando a uma maior amplificação no início do sistema. A amplificação neste ponto leva a que maior parte do ruído gerado, nesta configuração, seja aí criado o que vai permitir uma redução da sua intensidade ao longo do meio de amplificação devido à atenuação que aí se faz sentir. Isto permite que esta configuração tenha uma boa *OSNR*. No caso da configuração em que são usadas bombas contra-propagantes, como a potência de bombeamento se encontra no final do sistema de transmissão e o sinal a amplificar no seu início, vai permitir uma menor geração de efeitos não lineares, para além disso, o uso de bombas contra-propagantes permite compensar as flutuações de potência de bombeamento com as flutuações do ganho do sinal. Apesar destas vantagens, como o sinal é amplificado quando apresenta baixa potência e já com algum ruído, os valores de *OSNR* vão ser mais baixos que no caso de uma bomba co-propagante, logo apresentam menor eficiência de amplificação. Na configuração bidireccional, são usados os bombeamentos co-propagante e contra-propagante simultaneamente. Neste caso vai ocorrer uma forte amplificação tanto no início como no final do sistema de amplificação devido à presença das bombas nesses locais. Ao usar um sistema com este tipo de bombeamento, é possível criar um sistema em que é possível usar as características do bombeamento co-propagante e contra-propagante [8, 30-32].

Estes factos podem ser verificados através da figura 22. Os espectros apresentados foram obtidos considerando os seguintes parâmetros, como comprimento de onda de bombeamento, 1480 nm , comprimento da fibra óptica, 50 km , e uma atenuação de $0.2 \times 10^{-3}\text{ dB/km}$. A potência do sinal de entrada considerada foi de -20 dBm .

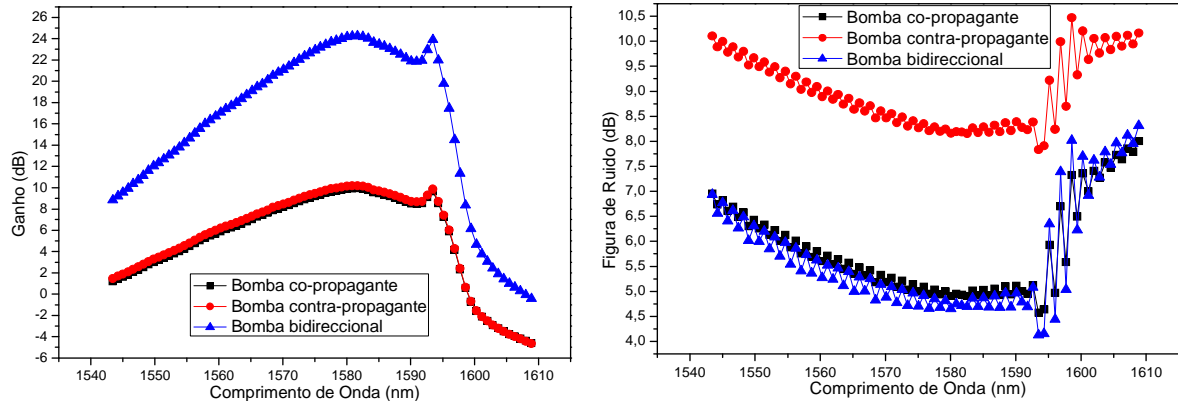


Figura 22 - Espectros do ganho e da figura de ruído para um amplificador Raman com bombas co-propagante, contra-propagante e bidireccional.

Capítulo 5

Amplificadores Híbridos

5.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo é apresentado um estudo realizado no sentido de otimizar um sistema de amplificação híbrido com o intuito de otimizar os espectros de ganho e de figura de ruído. Esta optimização pode ser realizada através da variação de alguns parâmetros dos amplificadores, nomeadamente, a potência fornecida pela bomba e sinal, variação do comprimento do meio activo, da área eficaz da fibra e do comprimento de onda da bomba responsável pela amplificação. O objectivo do estudo e desenvolvimento de um dispositivo deste género prende-se com o facto de aumentar o número de canais num sistema *WDM* assim como uma maior equalização entre estes, possibilitando assim, uma redução de custos associados à necessidade de uso de filtros ópticos.

5.2 ESQUEMA DE UM AMPLIFICADOR ÓPTICO HÍBRIDO

O amplificador híbrido é constituído por vários módulos de amplificação, no presente caso, este é constituído por um amplificador de fibra dopada com Érbio e um amplificador Raman, figura 23.

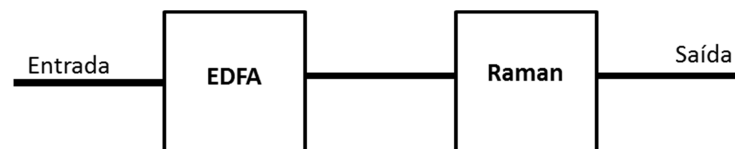


Figura 23 - Representação por blocos de um esquema híbrido de amplificação.

Um sinal ao ser propagado num determinado sistema *WDM* vai sofrer atenuação necessitando por isso de amplificação. Devido aos amplificadores de fibra dopada com Érbio amplificarem maioritariamente na banda *C* é necessário recorrer a amplificadores Raman, pois estes permitem amplificar sinais em qualquer banda, necessitando para isso de uma bomba que permita amplificar nessa zona.

Numa tentativa de tentar aproximar ao máximo as simulações realizadas com as actuais características de sistemas de telecomunicações foram usados parâmetros que são possíveis observar num qualquer desses sistemas. Os esquemas apresentados são constituídos por 80 canais com uma separação de 100 *GHz* a transmitir sinais nas bandas *C+L* com uma potência de -20 *dBm*. As fibras apresentam uma área efectiva de $80 \times 10^{-12} \text{ m}^2$, uma atenuação de $0.2 \times 10^{-3} \text{ dB/km}$ e no caso das fibras dopadas, estas apresentam uma concentração de iões de Érbio de $2.5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ e um tempo médio de vida de $10 \times 10^{-3} \text{ s}$. Tendo em conta as simulações realizadas anteriormente, para os amplificadores de fibra dopada com Érbio apresentadas no subcapítulo 3.6, verifica-se que o comprimento

ideal para o guia de onda seria de 5 metros e a potência de bombeamento superior a 200 *mW*. No caso dos amplificadores Raman as potências de bombeamento são bastante superiores aos amplificadores *EDF*, entre 500 *mW*-1*W* sendo que a melhor configuração, em termos de ganho e de figura de ruído, a co-propagante. Como o amplificador Raman é um amplificador distribuído, ou seja, a amplificação do sinal ocorre ao longo da fibra óptica responsável pela transmissão de sinal, o meio de amplificação óptico deste vai ser igual ao comprimento da fibra no sistema de amplificação. Neste caso optou-se por usar um comprimento de fibra óptica de 50 *km*.

Inicialmente foram realizadas algumas simulações de um amplificador híbrido com o objectivo de verificar qual seria a configuração com melhores características. Estas são constituídas por um *WDM Combiner* que simula os canais de um sistema de telecomunicações, uma fonte óptica com comprimento de onda de 1480 *nm* e uma potência de bombeamento de 1 *W*, um *OSA* (*Optical Spectrum Analyzer*) e um isolador óptico para impedir a contra-propagação de sinal que irá influenciar todo o esquema de amplificação. Foi usada uma bomba com comprimentos de onda de 1480 *nm*, pois como se pretende usar apenas uma bomba, esta terá de fornecer potência de bombeamento tanto ao amplificador de fibra dopada como ao amplificador Raman, sendo que este sistema se encontra limitado pelo amplificador de fibra dopada devido às bandas de absorção por este apresentado, como verificado anteriormente. A diferença entre os dois esquemas apresentados na figura seguinte reside na forma de como é feito o bombeamento, isto é, num esquema é usada uma bomba co-propagante e noutro, uma bomba contra-propagante. Como no *EDFA* vai ocorrer a geração de *ASE* que se irá propagar em sentido contrário ao sinal, é necessário recorrer ao uso de um isolador para que este ruído contra-propagante não seja amplificado na fibra óptica responsável pela amplificação Raman, prejudicando assim a eficiência de amplificação.

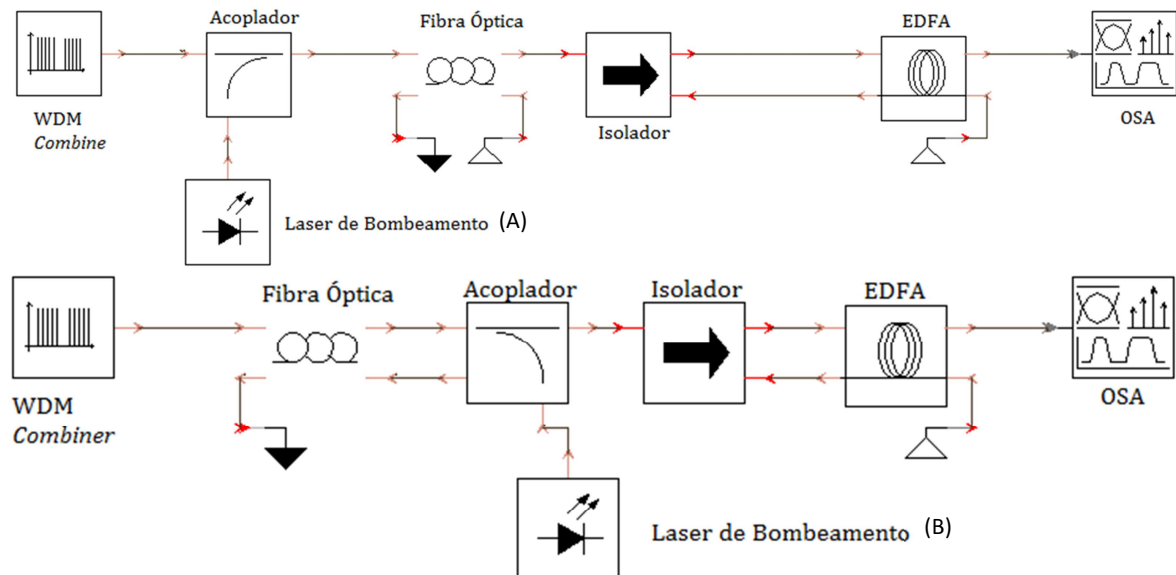


Figura 24 - Esquemas de um amplificador híbrido constituído por amplificador de fibra dopada e um amplificador Raman a ser bombeado com uma bomba co-propagante, (A), e contra-propagante, (B).

Os espectros de ganho e de figura de ruído dos esquemas apresentados anteriormente são apresentados na figura 25.

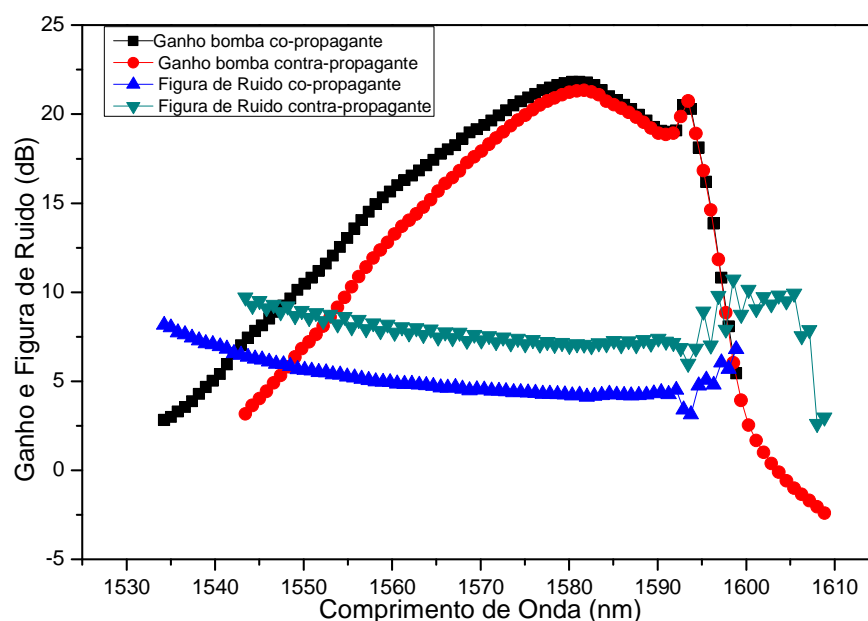


Figura 25 - Espectros do ganho e da figura de ruído para os esquemas apresentados na figura 24.

Como é possível observar, a configuração que apresenta melhores resultados, no caso em que o amplificador Raman é o primeiro sistema de amplificação, é aquela em que é usada uma bomba co-propagante. Como referido anteriormente, isto deve-se ao facto de o processo de amplificação ocorrer predominantemente no início da fibra onde ambos os sinais ainda não sofreram atenuação. Conclui-se também, que o ganho está a ocorrer maioritariamente na banda L , isto porque, o sinal de bombeamento está a ser maioritariamente a ser usado no amplificador Raman, levando a que o amplificador *EDF* não receba potência suficiente para permitir a inversão de população, o que vai acarretar um baixo ganho na banda C .

No caso de se usarem primeiramente os amplificadores de fibra dopada com Érbio, figura 26,

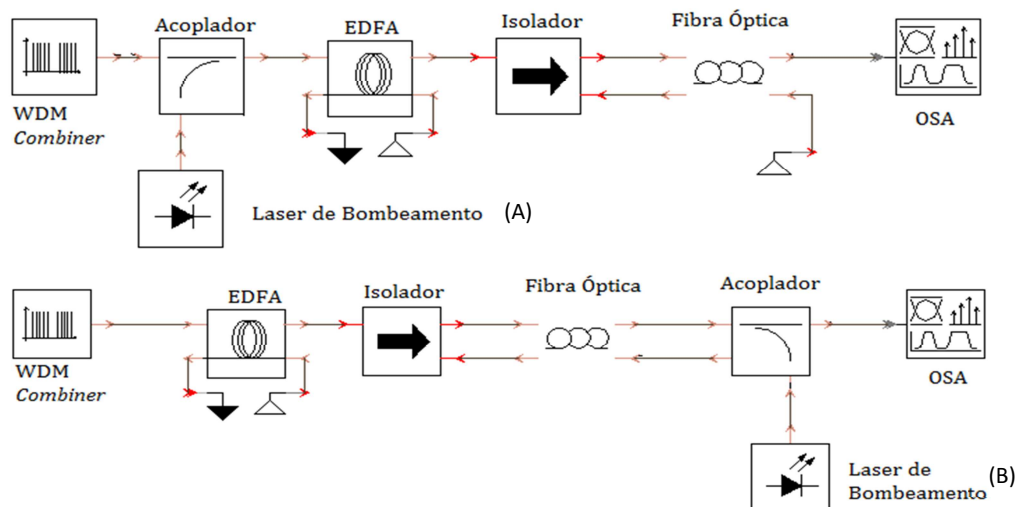


Figura 26 - Esquemas de um amplificador híbrido constituído por amplificador de fibra dopada e um amplificador Raman a ser bombeado com uma bomba co-propagante, (A), e contra-propagante, (B).

os espectros de ganho e de figura de ruído são da forma,

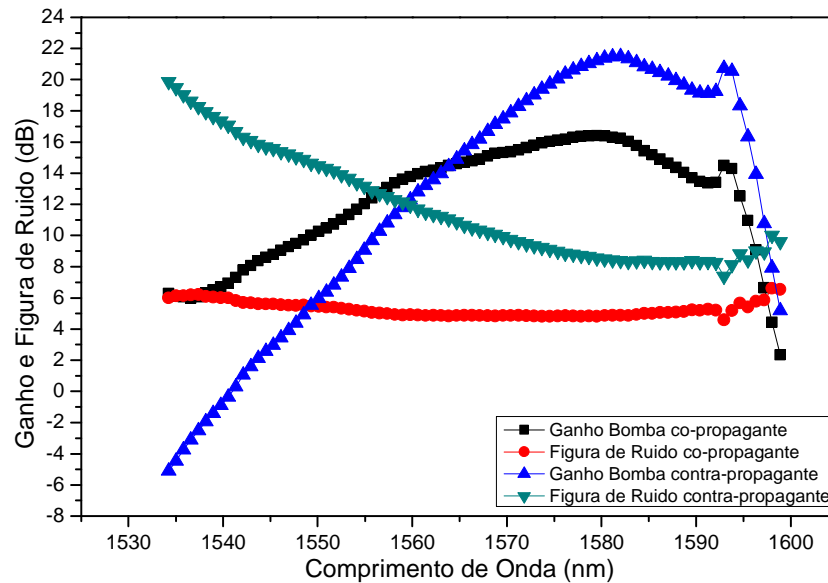


Figura 27 - Espectros do ganho e da figura de ruído para os esquemas apresentados na figura 26.

como se pode verificar, comparando estas configurações com as anteriores, o ganho da bomba co-propagante diminuiu não se tendo verificado grande variação de figura de ruído. No caso dos esquemas em que é usada uma bomba contra-propagante observa-se um elevado aumento da figura de ruído. Observa-se também, que ainda ocorre uma elevada amplificação na banda *L*, principalmente no caso em que é usada uma bomba contra-propagante. No esquema onde é usada uma bomba co-propagante é possível observar uma diminuição da curvatura do espectro do ganho. Isto ocorre pois maior potência de bombeamento é usada inicialmente no amplificador *EDF* levando a um aumento da eficiência de inversão de população e consequentemente a um aumento de sinal amplificado. Uma das formas de aumentar o ganho na banda *C* seria aumentar a potência de bombeamento de entrada no amplificador *EDF* o que iria levar a uma saturação de potência, o que não seria o mais correcto pois estar-se-ia a perder potência de bombeamento desnecessariamente. Outra forma seria usar um outro amplificador *EDF* em série com o primeiro sendo a potência de bombeamento repartida por esses dois amplificadores, figura 28. Isto permite que a potência de bombeamento que não é totalmente usada para a inversão de população no primeiro *EDF*, permita aumentar essa mesma inversão no segundo amplificador de fibra dopada.

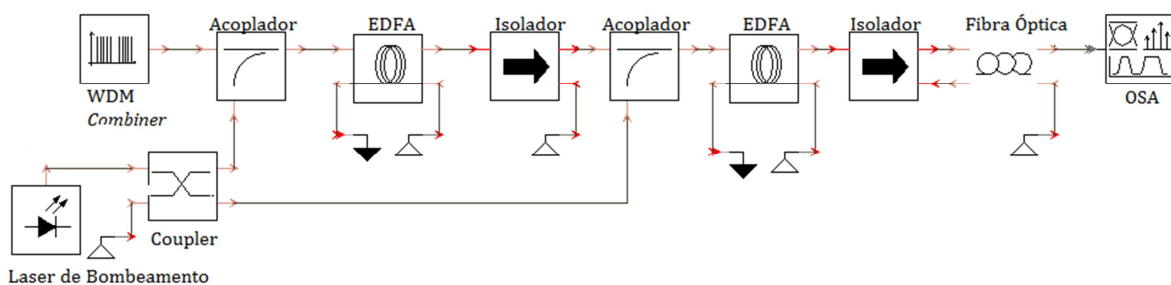


Figura 28 - Montagem de um amplificador híbrido com bombeamento co-propagante, constituído por dois amplificadores *EDF* e um amplificador Raman distribuído.

Os espectros obtidos da figura de ruído assim como do ganho para este novo sistema, encontram-se representados na figura 29. A potência de referência é a do primeiro estágio de amplificação, isto é, na razão, por exemplo, de 70/30, a potência no primeiro amplificador *EDF* é de 70% da potência de bombeamento sendo os restantes 30%, a potência de bombeamento do segundo amplificador de fibra dopada com Érbio.

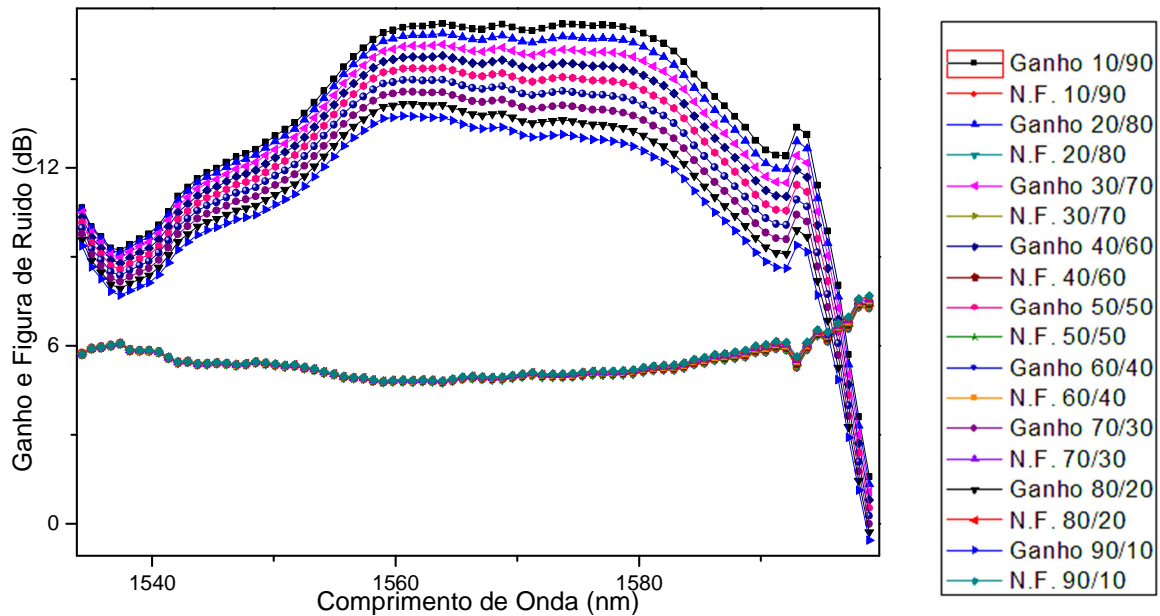


Figura 29 - Espectros do ganho e da figura de ruído para as diferentes razões de bombeamento.

Analisando os espectros da figura anterior, verifica-se que a figura de ruído não varia muito, sendo o seu valor médio muito próximo dos 6 *dB*. No caso do ganho, a razão de potências que apresenta melhor ganho é a de 10/90. Como se pode verificar, com esta variação de potência entre os dois amplificadores *EDF* é possível obter ganhos mais equalizados na banda *C* comparativamente às montagens onde era usada apenas uma bomba na entrada de um amplificador.

Após a análise destas simulações verifica-se que o melhor sistema de amplificação encontrado para suprimir as necessidades de transmissão de vários sinais ópticos num sistema *WDM* usando apenas uma bomba óptica, é aquela que é constituída por dois estágios de amplificação constituídos, cada um, por um amplificador *EDF* em série seguidos de um amplificador Raman. O bombeamento é feito nos dois amplificadores simultaneamente com uma razão de potência óptica de 10/90.

Nas figuras seguintes são apresentados os espectros ópticos do sinal do sistema de transmissão antes e após ser amplificado, figura 30.

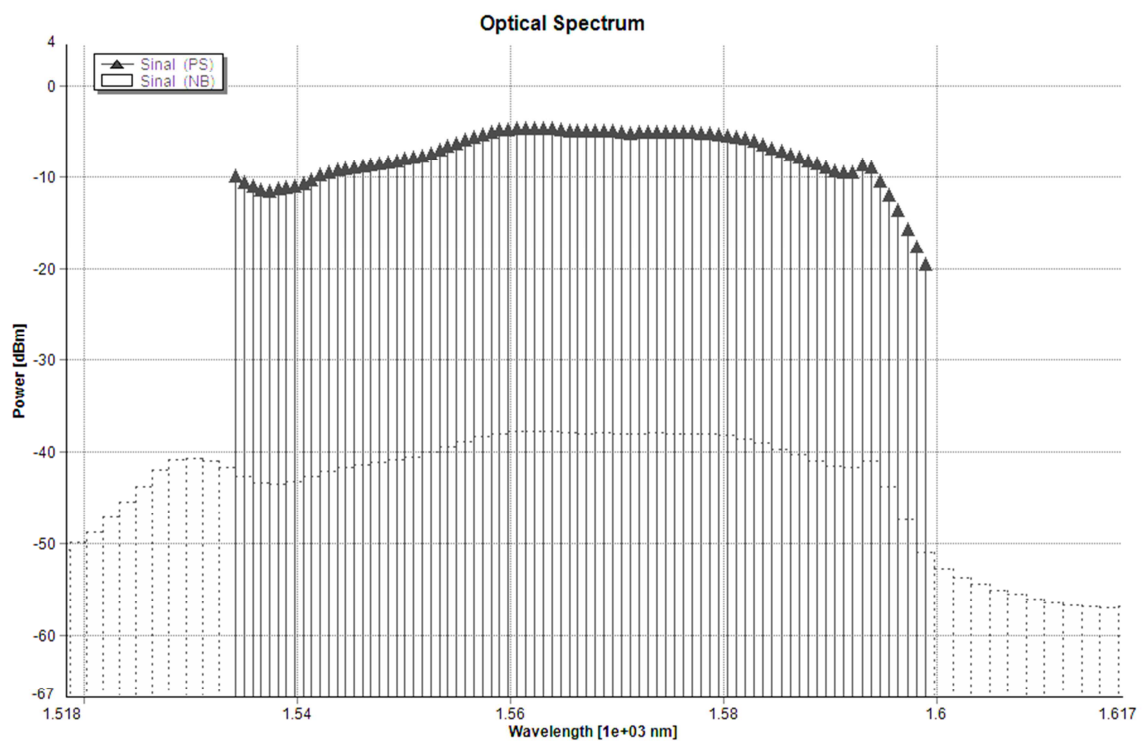
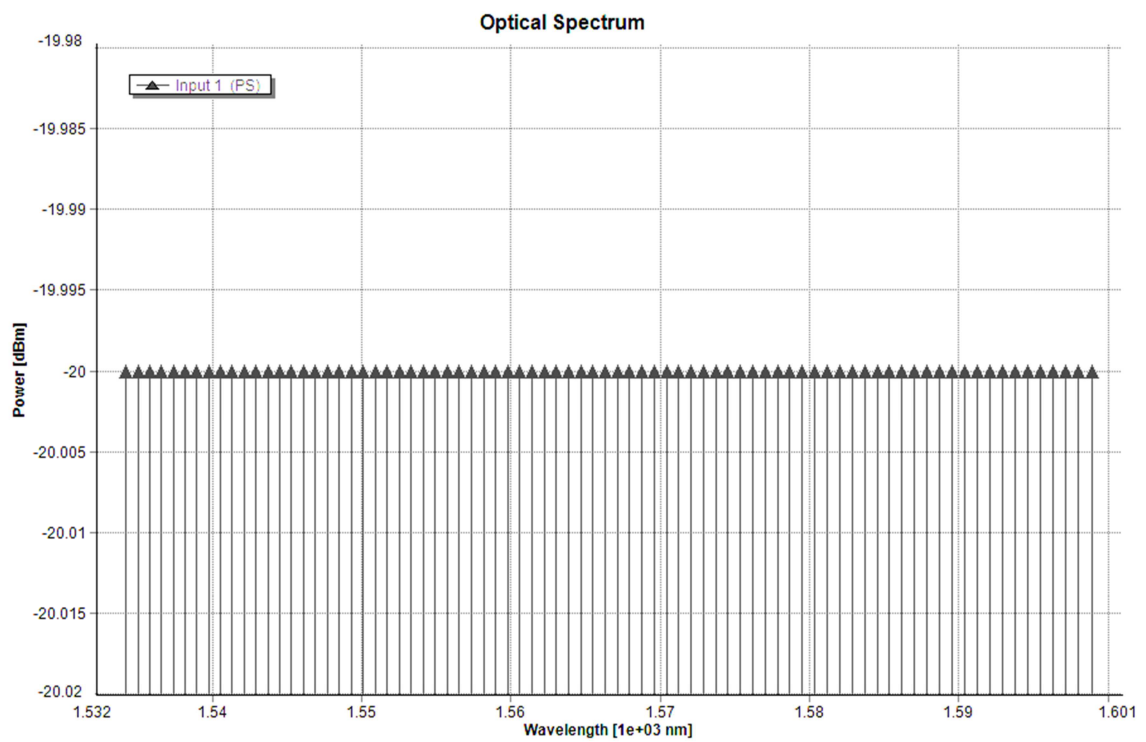


Figura 30 - Espectros do sinal óptico *WDM* constituído por 80 canais antes e depois de passar pelo sistema de amplificação.

Capítulo 6

Conclusões

6.1 CONCLUSÃO

No final deste trabalho verificou-se que é possível desenvolver um sistema de amplificação híbrido recorrendo à conjugação dos amplificadores ópticos de Raman e de fibra dopada com Érbio apenas com uma bomba de bombeamento. Isto é possível, como verificado anteriormente, pois cada um destes sistemas de amplificação tem as suas vantagens que quando combinadas permitem criar um sistema de elevada eficiência e de baixo custo pois, permitem o uso das fibras ópticas já implementadas no sistema *WDM* assim como aumentar o número de canais.

Através de uma análise mais teórica verificou-se que os amplificadores de fibra dopada com Érbio apresentam melhores características em esquemas de amplificação em que são bombeados com uma bomba co-propagante, verificou-se também que existe uma correlação entre o comprimento do meio de amplificação e consequentemente com a concentração de iões de Érbio com a potência de bombeamento responsável pela inversão de população.

Relativamente aos amplificadores Raman, concluiu-se que estes apresentam um ganho de amplificação proporcional à intensidade de bombeamento, mas também se encontram limitados por esta devido aos efeitos não lineares. Existem várias montagens possíveis com este tipo de amplificador, mas aquela que apresenta melhores resultados faz uso de amplificadores Raman distribuídos. Isto porque, é possível usar a fibra óptica já implementada num sistema *WDM* como meio de amplificação, e como o sinal é amplificado ao longo do sistema, não é necessário recorrer-se a potências muito elevadas, comparativamente aos amplificadores Raman discretos, para transmissão e amplificação desse mesmo sinal.

O sistema desenvolvido é constituído por dois amplificadores *EDF* em série seguidos de um amplificador Raman. Os amplificadores de fibra dopada têm um comprimento do meio activo de 5 m e o amplificador Raman distribuído apresenta um comprimento de 50 km. O ganho máximo obtido foi de 17 dB sendo a figura de ruído média obtida de 6 dB. Estes resultados foram obtidos, como referido anteriormente, apenas com uma bomba que serviu para fornecer sinal de bombeamento a todo o sistema de amplificação. Esta tinha potência de 1W sendo o comprimento de onda de 1480 nm. Tendo em conta a figura 29, verificou-se que a melhor configuração seria aquela em que o primeiro *EDFA* é bombeado apenas com 10% da potência fornecida pela bomba sendo os restantes 90% usados na inversão de população na segunda.

As potências de entrada e saída dos canais após amplificação são apresentadas na figura 30. Verifica-se que para comprimentos de onda superiores a 1593 nm os canais não apresentam igual amplificação que os canais a mais baixos comprimentos de onda.

Bibliografia

- [1] C. H. Townes, "Production of coherent radiation by atoms and molecules," *Nobel Lecture*, 1964.
- [2] P. Balaram, "Narinder Singh Kapany – a pioneer in fibre optics," *Current Science*, 2010.
- [3] Nobelprize.org, "The 2009 Nobel Prize in Physics - Press Release," 2011.
- [4] K. Thyagarajan and A. Ghatak, *Fiber Optic Essentials*: Wiley-Interscience, 2007.
- [5] S.-K. Liaw, *et al.*, "Investigate C+L Band EDFA/Raman Amplifiers by Using the Same Pump Lasers."
- [6] S.-K. Liaw, *et al.*, "Optimally gain-flattened and dispersion-managed C+L- band hybrid amplifier using a single-wavelength pump laser," *Optics Communications*, 2009.
- [7] J. H. Lee, *et al.*, "Performance Comparison of Various Configurations of Single-Pump Dispersion-Compensating Raman/EDFA Hybrid Amplifiers," *IEE Photonics Technology*, 2005.
- [8] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications Systems*, Third-Edition ed.: Wiley-Interscience, 2002.
- [9] M. Azadeh, *Fiber Optics Engineering*: Springer, 2009.
- [10] M. Lima and A. Teixeira, "Apontamentos Teóricos Comunicações Ópticas," ed. Aveiro: Universidade de Aveiro, 2010.
- [11] A. B. Ruffin, "Stimulated Brillouin Scattering: An Overview of Measurements, System Impairments, and Applications," 2004.
- [12] R. Ramaswami, *et al.*, *Optical Networks A Practical Perspective*, Third Edition ed.: Morgan Kaufmann.
- [13] A. Bjarklev, *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications*: The Artech House Optoelectronics Library, 1993.
- [14] P. D.-I. Dickmann. *Experiment* 14. Available: <http://repairfaq.ece.drexel.edu/sam/MEOS/EXP14.pdf>
- [15] R. I. Laming, *et al.*, "Efficient Pump Wavelengths of Erbium Doped Fibre Optical Amplifier," *Electronics Letters*, 1988.
- [16] W. J. Miniscalco, "Erbium-Doped Glasses for Fiber Amplifiers at 1500 nm," *Journal of Lightwave Technology*, 1991.
- [17] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*: A Wiley-Interscience publication, 1994.
- [18] C. R. Giles, "Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *Journal of Lightwave Technology*, 1991.
- [19] N. Petrovacki, "Gain Regulation of Erbium Doped Fiber Amplifiers," *Eurocon*, 2005.
- [20] B. M. B. Neto, "Técnicas alternativas para amplificação de Raman em telecomunicações," Doutorametno Departamento de Física, Universidade de Aveiro, Aveiro, 2010.
- [21] M. A. P. M. Andrade, "Modelização da propagação em sistemas de comunicação óptica baseados na técnica de multiplexagem por divisão no comprimento de onda," Departamento de Física, Universidade de Trás-os-Montes e Alto Douro, 2009.

- [22] E. Desurvire, "Analysis of Distributed Erbium-Doped Fiber Amplifiers with Fiber Background Loss," *IEEE Photonics Technology* 1991.
- [23] P. F. Wysocki, *et al.*, "Modeling, Measurement, and a Simple Analytic Approximation for the Return Loss of Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, 1995.
- [24] A. A. M. Saleh, *et al.*, "Modeling of Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE Photonics Technology*, 1990.
- [25] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, Third Edition ed.: McGraw-Hill Higher Education, 2000.
- [26] E. Desurvire and J. R. Simpson, "Amplification of Spontaneous Emission in Erbium-Doped Single-Mode Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, 1989.
- [27] R. Olshansky, "Noise Figure for Erbium-Doped Optical Fibre Amplifiers," *Electronics Letters*, 1988.
- [28] M. Movassaghi, *et al.*, "Noise Figure of Erbium-Doped Fiber Amplifiers in Saturated Operation," *Journal of Lightwave Technology*, 1998.
- [29] Optiwave, *Optical Communication System Design Software* vol. Volume 1-2 Optiwave.
- [30] C. Headley and G. P. Agrawal, *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*: Elsevier Academic Press, 2005.
- [31] J. Bromage, "Raman Amplification for Fiber Communications Systems," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, January 2004 2004.
- [32] M. N. Islam, *Raman Amplifiers for Telecommunications 1 Physical Principles*: Springer.
- [33] E. Smith and G. Dent, *Modern Raman Spectroscopy - A Practical Approach*: John Wiley & Sons Ltd.
- [34] P. S. d. B. André, *et al.*, "Measurement of Raman Gain Coefficient in Standard Single Mode Optical Fibres for DWDM Photonic Simulation Purposes."